

THÈSES

PRESENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

PIERRE BARRET

1^{re} THÈSE

TEMPÉRATURE ET ÉQUILIBRE THERMIQUE DANS UNE FLAMME DE DIFFUSION

2^e THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

ÉTUDE DU MÉCANISME DE LA PULVÉRISATION DES SOLUTIONS ÉLECTROLYTIQUES
PAR L'ÉTINCELLE ANODIQUE

Soutenues le 15 janvier 1952, devant la Commission d'Examen

<i>Jury</i> {	MM. RIBAUD	<i>Président.</i>
	E. DARMOIS	{ <i>Examineurs.</i>
	LAFFITTE	

FACULTÉ DES SCIENCES

Nom du candidat : BARRET.

Prénom : Pierre.

Date de la soutenance : 15 janvier 1952.

Numéro d'ordre : Série A-2496. N° 3368.

BARRET Pierre. — Température et équilibre thermique dans une flamme de diffusion. — *Paris*, Imp. du Ministère de l'Air, 1952. In-8°, 114 pages, 56 fig.

(Th. Sc. Phys. Paris, 1952. Sér. A-2496. N° 3368)

BARRET Pierre. — Température et équilibre thermique dans une flamme de diffusion. — *Paris*, Imp. du Ministère de l'Air, 1952. In-8°, 114 pages, 56 fig.

(Th. Sc. Phys. Paris, 1952. Sér. A-2496. N° 3368)

BARRET Pierre. — Température et équilibre thermique dans une flamme de diffusion. — *Paris*, Imp. du Ministère de l'Air, 1952. In-8°, 114 pages, 56 fig.

(Th. Sc. Phys. Paris, 1952. Sér. A-2496. N° 3368)

BARRET Pierre. — Température et équilibre thermique dans une flamme de diffusion. — *Paris*, Imp. du Ministère de l'Air, 1952. In-8°, 114 pages, 56 fig.

(Th. Sc. Phys. Paris, 1952. Sér. A-2496. N° 3368)

FACULTÉ DES SCIENCES

Nom du candidat : BARRET.

Prénom : Pierre.

Date de la soutenance : 15 janvier 1952.

Numéro d'ordre : Série A-2496. N° 3368.

BARRET Pierre. — Température et équilibre thermique dans une flamme de diffusion. — Paris, Imp. du Ministère de l'Air, 1952. In-8°, 114 pages, 56 fig.

(Tr. Sc. Phys. Paris, 1952, Ser. 4-3106, 7° 2082)

BARRET Pierre. — Température et équilibre thermique dans une flamme de diffusion. — Paris, Imp. du Ministère de l'Air, 1952. In-8°, 114 pages, 56 fig.

(Tr. Sc. Phys. Paris, 1952, Ser. 4-3106, 7° 2082)

BARRET Pierre. — Température et équilibre thermique dans une flamme de diffusion. — Paris, Imp. du Ministère de l'Air, 1952. In-8°, 114 pages, 56 fig.

(Tr. Sc. Phys. Paris, 1952, Ser. 4-3106, 7° 2082)

BARRET Pierre. — Température et équilibre thermique dans une flamme de diffusion. — Paris, Imp. du Ministère de l'Air, 1952. In-8°, 114 pages, 56 fig.

(Tr. Sc. Phys. Paris, 1952, Ser. 4-3106, 7° 2082)



Digitized by the Internet Archive
in 2026

THÈSES

PRESENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

PIERRE BARRET

1^{re} THÈSE

TEMPÉRATURE ET ÉQUILIBRE THERMIQUE DANS UNE FLAMME DE DIFFUSION

2^e THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

ÉTUDE DU MÉCANISME DE LA PULVÉRISATION DES SOLUTIONS ÉLECTROLYTIQUES
PAR L'ÉTINCELLE ANODIQUE

Soutenues le 15 janvier 1952, devant la Commission d'Examen

Jury	{	MM. RIBAUD	{	Président.
		E. DARMOIS		Examineurs.
		LAFFITTE		



TEMPÉRATURE ET ÉQUILIBRE THERMIQUE
DANS UNE FLAMME DE DIFFUSION

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen M. A. CHATELRET

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et algèbre supérieure.	COULOMB	T	Physique du globe.
A. DENJOY	T	Théorie des fonctions.	M ^{lle} COUSIN	T	Biologie animale (P.C.B.).
E. DARMOIS	T	Enseignement de physique.	P. DRACH		Zoologie.
Robert LÉVY	T	Physiologie comparée.	KASTLER		Physique.
M ^{re} RAMART-LUCAS	T	Chimie organique.	CHATELRET	T	Arithmétique et théorie des nombres.
FOCH	T	Mécanique physique et expérimentale.	EPHROSSI	T	Génétique.
PAUTHENIER	T	Électrotechnique générale.	WURMSER	T	Biologie physico-chimique.
DE BROGLIE	T	Théories physiques.	BAUER	T	Chimie-physique.
JOB	T	Chimie générale.	RIVIERE		Géologie (P.C.B.).
PRESNANT	T	Anatomie et histologie comparées.	GAUTHERET		Biologie végétale (P.C.B.).
COMBES	T	Physiologie végétale.	LUCAS		Physique.
GARNIER	T	Géométrie supérieure.	A. THOMAS		Évolution des êtres organisés.
PÈRÈS	T	Mécanique rationnelle.	ARNULF		Optique appliquée.
LAUGIER	T	Physiologie générale.	MAX MORAND		Physique.
TOUSSAINT	T	Technique aéronautique.	SOLEUIL		Physique.
M. CURIE	T	Physique (P.C.B.).	FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides.
G. RIBAUD	T	Hautes températures.	DANJON	T	Astronomie.
CHAZY	T	Mécanique analytique et mécanique céleste.	FROMAGEOT	T	Chimie biologique.
GROZE	T	Physique théorique et physique céleste.	LAPORTE	T	Physique générale et radio-activité.
DUPONT	T	Théories chimiques.	JANET		Mathématiques générales.
VALIRON	T	Calcul différentiel et calcul intégral.	PETIT	T	Biologie maritime.
BARRABÉ	T	Géologie structurale et géologie appliquée.	QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
VAYON	T	Analyse et mesures chimiques.	GALLIEN		Biologie animale (P.C.B.).
G. DARMOIS	T	Calcul des probabilités et physique mathématique.	EICHHORN		Biologie végétale (P.C.B.).
Jacques BOURCART	T	Géographie physique et géologie dynamique.	DE CUGNAC		Biologie végétale (P.C.B.).
AUBEL	T	Chimie biologique.	M ^{lle} CAUCHOIS		Chimie-physique.
M ^{re} JOLIO-CURIE	T	Physique générale et radio-activité.	THELLIER		Physique du globe.
PLANTEFOL	T	Botanique.	AUDUBERT		Électrochimie.
CABANNES	T	Recherches physiques.	L'HÉRITIER		Génétique.
GRASSÉ	T	Évolution des êtres organisés.	GRIVET	T	Radio-électricité.
PRÉVOST	T	Chimie organique.	PONCIN		Mécanique des fluides.
BOULIGAND	T	Application de l'analyse à la géométrie.	THIERY	T	Mécanique appliquée.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.	DUBREIL		Mathématiques générales.
WYART	T	Minéralogie.	QUELET		Chimie (P.C.B.).
TEISSIER	T	Zoologie.	CAGNIARD		Géophysique appliquée.
MANGENOT	T	Biologie végétale.	CHAMPETIER		Chimie appliquée.
P. AUGER	T	Physique quantique et relativité.	CUVILLIER		Géologie structurale et géologie appliquée.
MONNIER		Physiologie générale.	JUNG		Pétrographie.
PIVETEAU	T	Géologie.	TRILLAT		Physique (P.C.B.).
ROCARD	T	Physique.	WIEMANN		Chimie (P.C.B.).
H. CARTAN	T	Mathématiques générales	LICHNEROWICZ		Mathématiques.
SCHAEFFER	T	Physiologie des fonctions.	JACQUINOT		Physique (P.C.B.).
LAFFITTE	T	Chimie.	VASSY		Physique de l'atmosphère.
FAYARD	T	Calcul des Probabilités et Physique Mathématique.	DESTOUCHES		Théories physiques.
			PRUVOST	T	Géologie.
			AMIEL		Chimie (P.C.B.).
			HOCART		Minéralogie.
			MACHIEBEUF		Microbiologie.
			J.-P. MATHIEU		Physique (P.C.B.).
			COUTEAUX		Biologie (P.C.B.).
			MAY		Biologie(P.C.B.).

Secrétaire Ch. MONIER

A Monsieur François CANAC

*Directeur du Centre de Recherches Scientifiques
Industrielles et Maritimes de Marseille*

Hommage de profonde gratitude

A mes parents

A ma femme

A mon beau-père

Témoignage de vive affection

TABLE DES MATIÈRES

	PAGES
AVANT-PROPOS	1
SOMMAIRE	3

CHAPITRE PREMIER

INTRODUCTION

1. — Classification des flammes	5
2. — Les flammes de diffusion	5
3. — Les flammes de charbon pulvérisé	7
4. — Les flammes contenant des particules métalliques	7
5. — Importance industrielle des flammes de diffusion	7

CHAPITRE II

NOTION DE TEMPÉRATURE D'UNE FLAMME

6. — Température et équilibre thermodynamique	9
7. — Température donnée par la méthode du renversement des raies	10

CHAPITRE III

ÉQUILIBRE THERMIQUE ENTRE PARTICULES DE CARBONE ET GAZ DANS LES FLAMMES DE DIFFUSION

Travaux antérieurs

8. — Difficulté des estimations théoriques	13
9. — Travaux de A. SCHACK	13
10. — Contradiction des résultats expérimentaux	16
11. — Travaux de LADENBURG et de NICHOLS	16
12. — Travaux de LENT et THOMAS	18
13. — Travaux de YAGI et KAWAI	18
14. — Conclusion	20

CHAPITRE IV

APPLICATION DE LA MÉTHODE DU RENVERSEMENT DES RAIES AUX FLAMMES ÉCLAIRANTES — ÉTUDE THÉORIQUE

	PAGES
15. — La possibilité d'appliquer la méthode de Féry aux flammes de diffusion est une conséquence directe de la loi de Kirchhoff	21
16. — Facteur de transmission résultant du mélange de deux milieux absorbants.	21
17. — Pouvoir émissif résultant de deux milieux mélangés	22
18. — Validité de la méthode du renversement des raies	24
19. — Critère de l'équilibre thermique	24
20. — Cas d'une flamme comprenant deux zones de température différente où l'équilibre thermique entre gaz et particules est réalisé	25
21. — Différents cas possibles	26
22. — Conclusions dans le cas de deux zones de températures différentes ...	27
23. — Généralisation à un nombre n de zones de températures différentes ...	28
24. — Flamme mince	29
25. — Absence d'équilibre thermique entre gaz et particules	30
26. — Conclusions	31

CHAPITRE V

MÉTHODES EXPÉRIMENTALES POUR LA MESURE OPTIQUE DES TEMPÉRATURES DE FLAMMES

27. — Méthodes de mesures directes	32
28. — Méthodes optiques	32
29. — La méthode de Féry	33
30. — La méthode de Kurlbaum	34
31. — Différents types d'appareils et de procédés pour la mise en œuvre de la méthode de Kurlbaum	36
32. — Sensibilité de la méthode de Kurlbaum	37
33. — Sensibilité et précision de la méthode de Féry	38
34. — Influence des aberrations de sphéricité du système optique	39
35. — Position des diaphragmes	44
36. — Conditions à remplir par le système optique	45

CHAPITRE VI

LE DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

37. — Système optique pour la méthode de Féry	48
38. — Circuit électrique d'alimentation de la lampe à ruban de tungstène	52
39. — Appareillage pour la méthode de Kurlbaum	55

	PAGES
40. — Circuit de mesure du courant de cellule	55
41. — Appareil photoélectrique à double circuit	56
42. — Le brûleur	60
43. — Régulation du débit gazeux	62
44. — Mesure du débit gazeux	62
45. — Le pulvérisateur électrolytique	62

CHAPITRE VII

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

46. — Description d'une manipulation	65
47. — Programme général des essais	67
48. — Étalonnage de la source de référence	69
49. — Corrections de couleur	69
50. — Mesure des débits gazeux	74
51. — Résultats obtenus sur une seule flamme	76
52. — Résultats obtenus avec cinq flammes identiques	81
53. — Résultats avec des becs de section plus petite	82
54. — Mesure des pouvoirs émissifs	82
55. — Mesure de la température de brillance des flammes	96
56. — Température calculée à partir de la température de brillance et du pouvoir émissif	98

CHAPITRE VIII

INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS

57. — Discussion	99
58. — Cas d'une seule flamme	99
a) Faible vitesse des gaz	99
b) Vitesse des gaz plus élevée, flamme plate	104
59. — Cas de cinq flammes	106
60. — Conclusions générales	107
RÉSUMÉ	111
BIBLIOGRAPHIE	113

AVANT-PROPOS

Ce travail n'a pu être mené à bien que grâce aux ressources du Centre de Recherches Scientifiques, Industrielles et Maritimes de Marseille et grâce à la généreuse compréhension et à l'inlassable dévouement avec lesquels M. F. CANAC, Directeur de ce Centre, nous a permis d'obtenir l'équipement nécessaire à l'installation d'un laboratoire d'étude des flammes. Qu'il veuille bien trouver ici, avec nos remerciements respectueux, l'expression de notre profonde reconnaissance, non seulement pour ces questions matérielles, mais aussi pour la confiance qu'il nous a manifestée, les encouragements qu'il nous a prodigués et le bel exemple d'énergie et de persévérance qu'il n'a cessé de nous donner.

C'est pour nous un agréable devoir de remercier aussi le personnel technique du Centre de Recherches Scientifiques, Industrielles et Maritimes, et en particulier MM. CANQUE, aide-technique et GÉRARD, radioélectricien, pour leur aide dans la réalisation des montages et des essais.

Nous voudrions exprimer notre respectueuse gratitude à M. le Professeur G. RIBAUD, Membre de l'Institut, qui a bien voulu diriger nos travaux avec une indulgence et une bienveillance dont nous lui savons gré. La lecture de ses œuvres si remarquables sur la pyrométrie optique a déterminé en nous un goût particulier pour cette branche de la physique et a eu sur l'orientation de nos recherches une influence décisive.

Enfin, je tiens à exprimer à mon Maître M. LETORT, Directeur de l'École Nationale Supérieure des Industries Chimiques de Nancy, qui a guidé mes premiers pas dans la recherche scientifique lorsque j'étais son préparateur et n'a jamais cessé depuis de s'intéresser à mes travaux, tout mon affectueux souvenir et ma reconnaissance.

S O M M A I R E

Parmi les mesures que l'on doit effectuer dans le cadre d'une étude générale des flammes de diffusion, figurent évidemment les mesures de température par les méthodes optiques.

Celles-ci sont basées sur les propriétés du rayonnement des particules de carbone en suspension dans les gaz de la flamme et supposent implicitement que l'on admet l'existence de l'équilibre thermique entre ces particules et les gaz qui les entourent.

Cette hypothèse, confirmée par les expériences de certains chercheurs comme LADENBURG et NICHOLS, parut cependant en contradiction avec les expériences d'autres chercheurs comme YAGI et KAWAI. A vrai dire, fort peu de travaux furent systématiquement entrepris pour éclaircir ce problème dont nous avons repris l'étude en utilisant simultanément la méthode du renversement des raies du spectre (méthode de Féry) et la méthode de Kurlbaum. Il nous a paru utile, tout d'abord, de rappeler le domaine de validité de ces méthodes et notamment de préciser la notion de température d'une flamme. Puis, après une critique des travaux antérieurs, on développe la théorie de la méthode proposée : application de la méthode de Féry aux flammes éclairantes dans le cas d'une température uniforme et dans le cas d'une température non uniforme; on montre notamment par le calcul que lorsque la température n'est pas uniforme dans l'épaisseur de la flamme, les deux méthodes de Féry et de Kurlbaum donnent des résultats différents même si l'équilibre thermique est réalisé entre particules et gaz.

Abordant la partie expérimentale, on définit les conditions que doivent remplir les systèmes optiques utilisés pour permettre des mesures précises : correction des aberrations de sphéricité, position des diaphragmes. La description des appareils réalisés met en évidence la grande sensibilité dont on s'est efforcé de les doter à l'aide de montages électriques originaux. En outre, un dispositif permettant de détecter directement la différence d'éclairement de deux plages lumineuses contiguës au moyen d'une cellule photoélectrique a été mis au point, ainsi qu'un tube à pulvérisation électrolytique par étincelle muni d'électrodes spéciales ne dissociant pas l'acétylène et dont le but est de colorer la flamme par une suspension de cristaux salins microscopiques.

Les mesures effectuées en de nombreux points sur des flammes de bees papillons de différents calibres alimentés en acétylène sec sous diverses pressions en régime laminaire, ne répondent pas par oui ou par non à la question posée comme on aurait pu l'espérer. Les températures trouvées pour les particules et pour les gaz ne coïncident que dans une région limitée de la flamme et pour certaines pressions. Les mesures de LADENBURG et NICHOLS appartiennent précisément à ce domaine dans lequel on peut conclure à l'existence de l'équilibre thermique entre gaz et particules.

Mais pour d'autres pressions et d'autres régions, notamment le sommet de la partie éclairante où les écarts de température entre gaz et particules dépassent parfois 100°, nos résultats semblent confirmer ceux de YAGI et KAWAI. Toutefois, notre interprétation, motivée par l'allure de l'ensemble des résultats expérimentaux, est toute différente de celle de ces auteurs, car nous attribuons ces écarts non pas à l'inexistence de l'équilibre thermique entre gaz et particules, mais au manque d'uniformité de la température dans l'épaisseur de la flamme en quelque sorte obligatoire, résultant de la nature même de la combustion par diffusion. Le fait est qu'il existe au moins une région de la flamme où se trouvent encore des gaz incandescents mais plus de particules.

En résumé, notre travail apporte une confirmation directe de l'existence de l'équilibre thermique entre gaz et particules dans une certaine région d'une flamme de diffusion où règne une température uniforme par suite d'un régime particulier. Dans le cas général, nous nous sommes efforcés de montrer par le calcul que les écarts apparents entre la température du gaz et celle des particules ne sont pas forcément dus à l'inexistence de l'équilibre thermique, mais peuvent fort bien s'expliquer par le manque d'uniformité de la température du gaz et la distribution non uniforme des particules au sein de celui-ci.

CHAPITRE PREMIER

INTRODUCTION

1. — CLASSIFICATION DES FLAMMES

On classe généralement les flammes en deux catégories [1], les flammes « claires ou transparentes », ainsi nommées parce que leur facteur d'absorption dans la partie visible du spectre est faible ou nul, et les « flammes éclairantes », possédant un spectre d'émission et d'absorption continu dans le visible comme dans l'infra-rouge. Parmi ces dernières, il en existe de plusieurs types se différenciant par le diamètre ou la nature des particules qu'elles contiennent en suspension :

1° les flammes de cracking [2], dites encore flammes blanches ou flammes de diffusion;

2° les flammes de charbon pulvérisé;

3° les flammes chargées artificiellement de particules autres que le carbone, par exemple de particules métalliques, telles les flammes de poudre d'aluminium.

2. — LES FLAMMES DE DIFFUSION

Cette dénomination provient du fait que, contrairement aux flammes claires qui résultent d'un mélange préalable du gaz combustible et du gaz comburant, les flammes de cracking sont produites par un gaz combustible brûlant par diffusion dans une atmosphère favorable. La flamme d'une bougie est un exemple de flamme de diffusion.

Le rayonnement de ces flammes paraît avoir été attribué pour la première fois aux particules de carbone par HOOKE et par DAVY [3], [4].

Ces particules de carbone existent dans les flammes dans certaines conditions de combustion, généralement dans le cas d'un défaut d'oxygène. Le mécanisme de leur formation n'est pas encore bien connu, la tendance des hydrocarbures à la formation de carbone dans les flammes croît dans l'ordre suivant : paraffiniques, naphtériques, oléfiniques, aromatiques. La tendance à la formation de carbone des hydrocarbures paraffiniques croît en fonction de la longueur de la chaîne, mais le contraire s'observe dans les trois autres séries. D'après CLARKE, HUNTER et GARNER [5], la présence d'oxygène dans une molécule de combustible n'est pas favorable à la formation du carbone.

Les théories des phénomènes chimiques conduisant à la formation du carbone dans les flammes font appel à trois processus différents : a) la polymérisation, b) l'oxydation, c) la formation de radicaux C_2 :

a) d'après RUMMEL et VEI [6], les hydrocarbures sont d'abord partiellement déshydrogénés, puis se polymérisent avant de donner du carbone par cracking;

b) dans ces théories, l'oxydation des hydrocarbures conduit à des peroxydes puis à des hydrocarbures plus élevés par polymérisation en chaîne provoquée par des radicaux libres provenant de la rupture des peroxydes. Le carbone est formé par cracking des hydrocarbures plus élevés;

c) SMITH [7] attribue la formation de carbone solide à la polymérisation de radicaux C_2 .

Les travaux de WOLFARD et PARKER [8], [9] ont apporté des renseignements expérimentaux fort intéressants sur la formation des particules de carbone : la formation de C_2 semblerait suivre, et non précéder, celle du carbone.

Ces auteurs ont émis deux théories distinctes :

— d'après la première, des hydrocarbures plus lourds se forment par pyrolyse jusqu'à ce que la tension de vapeur saturante soit atteinte et que ces hydrocarbures se condensent en fines gouttelettes dans lesquelles se développeraient des cristallites de graphite;

— d'après la seconde théorie, la pyrolyse fait apparaître de grosses molécules instables qui se graphitisent à haute température, à partir de noyaux de graphite apparaissant spontanément dans ces grosses molécules.

L'accord n'est pas fait non plus sur les dimensions des particules de carbone en suspension dans ces flammes :

— d'après G. RIBAUD et E. BRUN [2], les particules de carbone auraient des dimensions assez uniformes de l'ordre de $0,3 \mu$ (soit environ mille fois plus grandes que les dimensions des molécules gazeuses); on sait que, pour les molécules gazeuses, le coefficient d'absorption k_λ varie en raison inverse de λ^4 (loi de Lord Rayleigh); pour les flammes de diffusion k_λ varie sensiblement en raison inverse de λ dans toute l'étendue du spectre visible et infra-rouge.

Cette valeur, $0,3 \mu$ est d'ailleurs donnée par ANGSTRÖM à propos des particules de suie de la bougie en stéarine [10];

— les mesures de J. STARK [11] ont donné, moyennant l'hypothèse que les inégalités microscopiques d'une surface de suie correspondent en moyenne à la grandeur d'une particule de carbone, un diamètre de $0,262 \mu$ pour la suie du gaz;

· SENFTLEBEN et BENEDICT [12] obtiennent un chiffre plus petit : $0,175 \mu$, en évaluant la dimension des particules de carbone dans l'étalon Hefner à partir des équations de Mie [13] qui font appel à la quantité de lumière dispersée par les particules quand elles sont frappées par un faisceau lumineux;

· d'autres méthodes sont basées sur l'utilisation du microscope électronique. PARKER et WOLFARD [11], trouvent que le diamètre des particules est $0,01 \mu$ avec une grande uniformité en photographiant au microscope électronique les particules d'une

flamme Hefner recueillies sur un fil de cuivre. D'autres auteurs opérant dans les mêmes conditions indiquent $0,025 \mu$.

D'après certains, les flammes d'acétylène contiendraient des particules d'un diamètre de seulement $0,006 \mu$.

3. — LES FLAMMES DE CHARBON PULVÉRISÉ

Ce sont des flammes artificiellement chargées de particules de carbone passées au tamis 200, d'un diamètre d'environ 70μ . Elles ont ainsi des dimensions très supérieures aux longueurs d'onde intervenant dans le rayonnement thermique et ne peuvent être considérées comme partiellement transparentes; elles jouent le rôle d'écrans interceptant également toutes les radiations, de sorte que les flammes qui en sont chargées ont un coefficient d'absorption à peu près indépendant de la longueur d'onde.

Ces flammes sont utilisées dans les fours industriels pour rendre la transmission de chaleur par rayonnement lumineux aussi grande que possible; on trouvera dans les travaux de WOHLBERG et MARROWE [15] et de WOHLBERG et MULLIKIN [16], une étude complète concernant cette question.

4. LES FLAMMES CONTENANT DES PARTICULES MÉTALLIQUES

WOLFHARD et PARKER [17], [18], ont fait d'intéressantes études sur des flammes de poudre d'aluminium ou de magnésium. Le spectre continu qu'elles émettent est probablement dû à des particules incandescentes de l'oxyde métallique. La température de couleur de ces flammes est beaucoup plus grande que la température théorique (qui correspond bien au point de fusion de Al_2O_3). La température maximum est obtenue avec le mélange stœchiométrique de poudre d'aluminium et d'air selon l'équation :



La différence entre la température vraie et la température de couleur de ces flammes est due, d'après les auteurs, aux petites dimensions des particules rayonnantes.

5. IMPORTANCE INDUSTRIELLE DES FLAMMES DE DIFFUSION

Cette importance ne saurait mieux apparaître que par la nécessité qui s'est fait jour de créer un Comité International d'Étude sur le Rayonnement des Flammes récemment présenté par J. BROEZE, G. RIBAUD et O. A. SAUNDERS dans la Revue *Chaleur et Industrie* [19]. Cet article met bien en lumière l'ensemble des problèmes que posent les flammes de diffusion à l'échelle industrielle, le rayonnement jouant un rôle prépondérant dans les échanges thermiques entre la flamme et les parois ou la charge dans tous les grands fours. Les mesures faites au laboratoire sur de petites flammes ne sont malheureusement pas transposables à la pratique courante, c'est pourquoi les essais doivent

être faits à une échelle ne s'écartant pas trop de la réalité, comme dans l'installation expérimentale d'JMUUDEN décrite par M. MICHAUD et M. RIVIÈRE [20].

Néanmoins, les méthodes mises au point et les renseignements obtenus au laboratoire, s'ils ne peuvent être transposés tels quels à l'échelle industrielle, apportent tout de même une importante contribution à la solution générale du problème.

En particulier, le fait de savoir si l'équilibre thermique est réalisé entre les particules de carbone et les gaz dans lesquels elles sont en suspension, même établi sur des flammes de laboratoire, peut avoir à l'échelle industrielle des conséquences importantes, en permettant d'identifier la température des gaz à celle des particules, que l'on sait mesurer par des méthodes faisant intervenir le rayonnement. C'est à cette étude qu'est spécialement consacré notre présent travail.

On se reportera pour l'exposé général des connaissances actuelles sur les flammes lumineuses dont nous n'avons donné dans cette introduction qu'un aperçu, à une très belle étude de F. M. COMERFORD [21] qui constitue le point de départ des essais institués par le Comité International d'Études sur le Rayonnement des Flammes.

NOTION DE TEMPÉRATURE D'UNE FLAMME

6. TEMPÉRATURE ET ÉQUILIBRE THERMODYNAMIQUE

On appelle par définition « la température de la flamme » (ou température de combustion), la température maximum T_c à laquelle sont portés les gaz brûlés [22]. Cette température est susceptible d'être calculée pour les mélanges préalables avec l'air ou l'oxygène d'un combustible donné. Le principe sur lequel repose le calcul de la température de combustion T_c pour ces mélanges gazeux est le premier principe de la thermodynamique appliqué à la réaction à pression constante. L'état 1 étant celui du mélange avant la combustion et l'état 2 celui des gaz tout de suite après la combustion, l'équation s'écrit, dQ étant la chaleur élémentaire échangée avec l'extérieur, dH la variation de l'enthalpie et udu celle de l'énergie cinétique :

$$\int_1^2 dQ = \int_1^2 dH + \int_1^2 udu.$$

Cette méthode dite des enthalpies totales, préconisée par LE CHATELIER [23], a été développée par G. RIBAUD [21].

De nombreuses autres méthodes de calcul ont été développées et conduisent toutes à des résultats concordants.

Par contre, dans le cas des flammes de diffusion, les proportions du gaz comburant qui parviennent par diffusion au contact du gaz combustible en chaque point de la flamme, dépendent essentiellement des conditions aérodynamiques. SCHWAB (U.R.S.S.) a notamment trouvé une relation entre le champ des vitesses et le champ des températures d'une flamme de gaz sans mélange préalable avec l'air [25]. Dans le cas d'un courant plat d'air et de gaz, RUMMEL écrit une équation de diffusion analogue à l'équation de transmission de la chaleur par conduction [26]. Mais l'insuffisance de la connaissance des phénomènes chimiques dans la flamme ne permet pas de calculer la température des gaz comme on le fait pour les flammes à mélange préalable.

Quoi qu'il en soit, la notion même de température de flamme a besoin d'être précisée; en effet, comme le fait très justement remarquer N. MAXSON [27], l'application des principes de la thermodynamique classique à l'étude des évolutions rapides de mélanges gazeux portés à haute température par une réaction chimique vive suppose

que l'état initial et chaque état intermédiaire de ces évolutions sont des états d'équilibre interne. G. RIBAUD et Y. LAURE [28], en précisant les conditions de validité de la mesure optique de la température d'un gaz, rappellent que les diverses méthodes de mesure des températures risquent de donner des valeurs grossièrement fausses chaque fois que, dans la masse gazeuse peuvent s'accomplir des réactions irréversibles. Ainsi, la méthode du renversement des raies est inapplicable à l'épaisseur du cône bleu d'un bunsen dans laquelle s'effectuent des réactions irréversibles sans que l'équilibre thermique soit jamais atteint.

Les mêmes auteurs indiquent que pour les flammes de diffusion la méthode optique ne peut donner de résultats corrects qu'à partir de la zone où la combustion est pratiquement achevée.

Ainsi, la température n'est calculable ou mesurable par les méthodes optiques que dans le cas de l'équilibre thermodynamique, ou du moins lorsque les gaz ne subissent qu'une lente évolution réversible du fait des modifications dans les valeurs des dissociations.

D'après GAYDON [1], dans les flammes de diffusion, les processus de mélange sont relativement lents et il n'y a probablement pas d'éloignement notable des conditions d'équilibre.

7. — TEMPÉRATURE DONNÉE PAR LA MÉTHODE DU RENVERSEMENT DES RAIES

En fait, la méthode du renversement des raies donne en général des valeurs de la température en bon accord avec celles qui résultent des calculs thermodynamiques. L'excitation des atomes métalliques dont les raies sont utilisées pour la mesure est due aux chocs intermoléculaires et dépend surtout de l'énergie de translation et non de la répartition de l'énergie entre les autres degrés de liberté des molécules.

Or, la répartition de l'énergie entre les différents degrés de liberté demande un temps plus ou moins long suivant la nature du degré de liberté « porteur » ou « récepteur ». MANSON [27], se référant aux valeurs Z^* données par SANGER [29] des nombres de chocs nécessaires à la réalisation de l'équipartition de l'énergie, calcule les temps de relaxation nécessaires pour exciter les différents degrés de liberté en divisant les nombres de chocs Z^* par le nombre total de chocs Z_1 subis par la molécule en une seconde :

$$\tau = \frac{Z^*}{Z_1};$$

τ est approximativement calculé en considérant uniquement les chocs doubles et en prenant :

$$Z_1 = Z_{01} \cdot \frac{p}{p_0} \sqrt{\frac{T_0}{T}},$$

avec $Z_{01} \sim 10^9$ pour $p_0 = 1$ atm. $T_0 = 298^\circ$ K.

MANSON donne ainsi les valeurs

DEGRÉS DE LIBERTÉ	EXTERNIES	DE ROTATION	DE VIBRATION	DE DISSOCIATION	D'IONISATION
τ_0 sec.	10^{-8}	10^{-6}	10^{-4}	10^{-2}	10^{-3}

à 3 000° K et $p \sim 1$ atm., τ est un peu différent de τ_0 .

On voit ainsi d'une manière précise que pour que l'équilibre thermique interne soit réalisé complètement, il faut que le système séjourne dans un même état énergétique pendant près de 0,1 s. Ce n'est que dans ces conditions qu'il est possible de caractériser son état par une température dans le sens thermodynamique du mot.

Lors d'évolutions trop rapides, les défauts d'équipartition se traduisent par des valeurs de température de translation, de rotation et de vibration, qui diffèrent notablement de la température thermodynamique correspondant à l'équipartition de l'énergie. Un exemple très suggestif est donné par l'auteur qui calcule la répartition de l'enthalpie totale, soit 22,9 Kcal. à l'équilibre, entre les divers degrés de liberté d'une molécule de CO_2 à $T = 2\,000^\circ\text{K}$ et $p = 1$ atm., en admettant que tous les degrés de liberté externe et de rotation sont complètement établis mais que trois degrés de vibration sur quatre le sont seulement.

*Répartition de l'enthalpie totale d'une molécule de CO_2 à 2 000° K
p = 1 atm. entre les divers degrés de liberté :*

DEGRÉS DE LIBERTÉ	EXTERNES	DE ROTATION	DE VIBRATION	DE DISSOCIATION
Nombre de degrés	3×2	2	2×3	
Enthalpie en K cal. ...	8,44	3,37	10,10	1,02
% de l'enthalpie totale .	36,7	14,7	44,1	5,5

Il suppose ensuite, qu'à pression constante, on fournisse 22,9 Kcal à une mole de CO_2 à $T_0 = 298^\circ\text{K}$ et $p_0 = 1$ atm. de telle sorte que, pour une pression constante, les trois degrés de liberté de vibration n'emmagasinent que 95 % de l'énergie qu'ils possèdent à l'équilibre, la différence de 5 % étant emmagasinée sous forme d'énergie de rotation. On calcule ainsi :

— pour la température de rotation :

$$T_{\text{rot.}} = 2\,250^\circ\text{K, soit un écart de } +\,250^\circ \text{ par rapport à la température d'équilibre;}$$

— et pour la température de vibration :

$$T_{\text{vib.}} = 1\,910^\circ\text{K, soit un écart de } -\,90^\circ \text{ seulement.}$$

Si, au contraire, ils emmagasinent 105 % au détriment de l'énergie de rotation, on obtient :

$$T_{\text{rot.}} = 1\,560^{\circ}\text{ K};$$

$$T_{\text{vib.}} = 2\,080^{\circ}\text{ K}.$$

Ainsi, les défauts d'équipartition affectent surtout les températures de rotation (2 degrés contre 5 et 6). Les températures de translation ne semblent devoir être affectées qu'en cas d'un défaut d'équipartition notable ou lors d'évolutions très brèves (de l'ordre de 10^{-6} s).

C'est pourquoi il n'est pas étonnant que la température donnée par la méthode du renversement des raies, correspondant à la température de translation, concorde assez bien avec la température de l'équilibre thermodynamique même pour des évolutions assez rapides, et, par conséquent, assez éloignées de l'équilibre.

Il est donc probable que la méthode du renversement des raies donne la température des gaz (au sens que lui attribue la thermodynamique) dans une flamme de diffusion où les vitesses de réaction doivent être limitées par les vitesses des processus de mélange, comme cela se passe, par exemple, pour la combustion du carbone (cf. P. BARRET [30]) : « Si le processus réactionnel proprement dit est rapide comparativement à la vitesse d'arrivée des molécules gazeuses sur le théâtre de la réaction, il est évident que le débit du réactif gazeux règle la vitesse de la réaction apparente. Ainsi, dans les foyers industriels, la vitesse de combustion est déterminée par la vitesse de diffusion de l'oxygène à travers le matelas gazeux formé par les oxydes de carbone CO et CO₂ autour des particules solides qui brûlent. Dans ces conditions, l'étude de la vitesse de combustion n'appartient plus à la chimie mais à la dynamique des gaz. Il est indispensable, pour atteindre le mécanisme physico-chimique de la combustion du carbone, d'éliminer le rôle de la diffusion de l'oxygène vers le réactif solide ».

Mesurer la température des gaz d'une flamme de diffusion par la méthode du renversement des raies a donc un sens physique à condition de pouvoir le faire indépendamment des particules de carbone en suspension qui émettent un fond continu dans le spectre visible comme dans l'infra-rouge. Une étude théorique montrera dans les pages suivantes que ce n'est possible que dans le cas où l'équilibre thermique est réalisé entre les particules et les gaz. Dans le cas contraire, la méthode du renversement des raies ne permet pas de mesurer la température des gaz, indépendamment des particules, sauf si celles-ci sont peu nombreuses.

Mais, inversement, si la méthode du renversement des raies appliquée à une flamme de diffusion donne la même valeur de la température que celle trouvée pour les particules par la méthode de Kurlbaum, cette concordance constitue un critère de l'équilibre thermique entre particules et gaz, et c'est précisément la méthode que nous proposons dans cette thèse pour vérifier ou infirmer l'existence de cet équilibre.

Dans l'affirmative, la température des gaz se confond avec la température des particules et cette température commune, mesurée par la méthode de Kurlbaum ou par toute autre méthode basée sur le rayonnement, constitue la température de la flamme.

CHAPITRE III

ÉQUILIBRE THERMIQUE ENTRE PARTICULES DE CARBONE ET GAZ DANS LES FLAMMES DE DIFFUSION

Travaux antérieurs

8. DIFFICULTÉ DES ESTIMATIONS THÉORIQUES

On peut essayer d'estimer par le calcul des échanges calorifiques entre particules et gaz, l'écart possible entre leurs températures respectives.

Quoique séduisante, cette recherche théorique se heurte à beaucoup de difficultés du fait des multiples hypothèses que l'on doit faire tant sur la dimension des particules, les avis différant beaucoup sur ce point comme nous l'avons vu, que sur leurs propriétés. De plus, on ignore de quelle façon s'opèrent les réactions chimiques superficielles de ces particules qui brûlent évidemment toutes dans le cas où la flamme ne fume pas. G. RIBAUD et Y. LAURE [28] indiquent que les granules de carbone contenus dans les flammes de charbon pulvérisé ont une température nettement supérieure à celle des gaz. Il est vrai que leurs dimensions ($d = 70 \mu$) sont beaucoup plus grandes que celles des particules en suspension dans les flammes de cracking.

On admet généralement que le rayonnement de ces particules est purement thermique, c'est-à-dire que leur combustion ne s'accompagne pas de phénomènes de luminescence. Même s'il en est bien ainsi, l'oxydation du carbone met en jeu des processus complexes, notamment des absorptions de molécules d'oxygène et de CO_2 , de sorte que chaque particule peut être entourée d'un matelas gazeux. Des hypothèses sur les valeurs à attribuer aux coefficients de transmission calorifiques entre ces particules et les gaz se heurtent ainsi aux mêmes difficultés provenant de la méconnaissance des processus élémentaires qui régissent les phénomènes de combustion.

9. — TRAVAUX DE A. SCHACK

C'est une limite supérieure de l'écart entre la température des gaz et celle des particules que A. SCHACK [31] s'est néanmoins proposé d'évaluer et il convient d'examiner attentivement le développement de ses calculs.

Il considère une flamme éclairante suffisamment mince pour que chaque particule de la suspension rayonne librement de tous côtés sans que l'énergie des autres particules s'en trouve accrue.

$T^{\circ}\text{K}$ est la température d'une particule de carbone;

$F\text{m}^2$ est la surface d'une particule;

α est le coefficient de transmission calorifique par convection entre particules et gaz;

$T_g^{\circ}\text{K}$ est la température du gaz;

$T_0^{\circ}\text{K}$ est la température ambiante.

L'expression donnant le rayonnement des particules qui n'obéit pas à la loi de Stefan-Boltzmann est :

$$F \cdot S(T_c).$$

L'équation de l'équilibre est établie en écrivant que la chaleur rayonnée par les particules de carbone est égale à la chaleur reçue des parties du gaz environnantes :

$F \cdot S(T_c) = F \cdot \alpha \cdot (T_g - T_c)$ où $F \cdot \alpha \cdot (T_g - T_c)$ est la chaleur passant par convection du gaz aux particules.

La différence de température cherchée est donc :

$$T_g - T_c = \frac{S(T_c)}{\alpha}.$$

Le coefficient de transmission calorifique α dépend des dimensions des particules. L'auteur l'évalue à partir de résultats de KENNELLY, WRIGHT et BYLEVELT [32], portant sur des fils de cuivre de 0,1 mm de diamètre pour lesquels ce coefficient de transmission calorifique est inversement proportionnel au rayon du fil.

Il convient de remarquer que l'extrapolation de cette loi de variation à des particules de carbone près de mille fois plus petites et soumises, de plus, à des réactions de surface, est assez hasardeuse. Comme dimensions de ces particules, SCHACK admet d'ailleurs la valeur donnée par ANGSTRÖM [10] comme une limite supérieure, soit 0,3 μ . Étant donné que le coefficient de transmission calorifique déterminé par KENNELLY, WRIGHT et BYLEVELT pour des fils de cuivre de 0,1 mm est d'environ $100 \frac{\text{Kcal}}{\text{m}^2 \text{h}^{\circ}\text{C}}$ et que celui-ci varie proportionnellement à l'inverse du diamètre du fil, SCHACK en déduit pour ces particules de 0,3 μ une valeur :

$$\alpha = \frac{100 \cdot 0,1}{0,0003} = 33\,000 \frac{\text{Kcal}}{\text{m}^2 \text{h}^{\circ}\text{C}}.$$

Pour expliciter la fonction $S(T_c)$, il tire le rayonnement monochromatique de longueur d'onde λ d'une bille absorbante de diamètre d de l'expression :

$$DE_{\lambda} = J_{0\lambda} \cdot F \left(1 - \frac{2}{k^2 d^2} + \frac{2}{kd} e^{-kd} + \frac{2}{k^2 d^2} e^{-kd} \right) d\lambda \frac{\text{Kcal}}{\text{h}}.$$

où $J_{0\lambda}$ est l'intensité du rayonnement du corps noir de température T_c donnée par la formule de Planck, k le coefficient d'absorption pour la longueur d'onde λ , F la surface de la bille en m^2 .

Dans l'infra-rouge, k est donné en fonction de λ par l'expression :

$$k = \frac{k_0}{\lambda^{0,9}} \text{ avec, pour la suie compacte, } k_0 = 570\,000 \text{ m}^{-1},$$

$$J_{0\lambda} = 3,17 \cdot 10^{-8} \frac{\lambda^{-5}}{e^{\frac{1,48}{\lambda T_c}} - 1} \cdot \frac{\text{Kcal}}{m^2 h cm};$$

$S(T_c)$ s'obtient par l'intégrale étendue à tout l'intervalle spectral de $dE\lambda$ où $J_{0\lambda}$ a été remplacé par son expression calculée par la formule de Planck :

$$S(T_c) = 3,17 \cdot 10^{-8} \int_0^\infty \frac{\lambda^{-5} d\lambda}{e^{\frac{1,48}{\lambda T_c}} - 1} \left[1 - \frac{2}{\left(\frac{0,17}{\lambda^{0,9}}\right)^2} + \frac{2}{\frac{0,17}{\lambda^{0,9}}} e^{-\frac{0,17}{\lambda^{0,9}}} + \frac{2}{\left(\frac{0,17}{\lambda^{0,9}}\right)^2} e^{-\frac{0,17}{\lambda^{0,9}}} \right] \frac{\text{Kcal}}{m^2 h}.$$

Cette intégrale peut être seulement calculée graphiquement. SCHACK prend comme exemple la température des particules de suie :

$$T_c = 1873^\circ \text{K} \quad \text{soit} \quad 1600^\circ \text{C}.$$

Il obtient :

$$S(1873) = 33\,000 \frac{\text{Kcal}}{m^2 h}.$$

Ainsi, la différence de température cherchée est de :

$$T_g - T_c = \frac{33\,000}{33\,000} = 1^\circ \text{C}.$$

Les calculs conduisent donc, du moins dans l'exemple numérique choisi, à une différence de température négligeable entre les particules et les gaz. On peut dire que la conclusion vaut ce que valent les hypothèses d'où l'on est parti. Cependant, même si ces hypothèses sont quelque peu approchées, il n'en reste pas moins vraisemblable que les dimensions des particules étant très petites, le coefficient de transmission de la chaleur ait une valeur élevée et que, par suite, la différence de température entre particules et gaz soit faible.

Mais, il convient d'observer que la conclusion de SCHACK n'est valable que pour une suspension de particules statique et chimiquement inerte. Or, la flamme est un système en évolution auquel cette conclusion ne peut être approximativement appliquée que s'il ne se trouve pas trop éloigné des conditions de l'équilibre, c'est-à-dire tant que les processus réactionnels sont suffisamment lents.

10. - CONTRADICTION DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Malheureusement, les recherches expérimentales effectuées sur cette question ne paraissent pas avoir apporté une réponse définitive au problème et cela par le fait bien compréhensible que, s'il est facile de mesurer la température des particules par leur rayonnement indépendamment de celle des gaz dont le pouvoir émissif est généralement nul dans la partie visible du spectre, il est beaucoup moins commode de déterminer la température des gaz indépendamment de celle des particules. Le problème se complique d'ailleurs du fait que la température d'une flamme est rarement uniforme.

Nous sommes ainsi en présence de deux catégories de résultats, les uns qui apportent une confirmation aux conclusions de SCHACK, trouvant pour les particules et les gaz la même température, tels les travaux de LADENBURG [33] et de NICHOLS [34], et ceux de LENT et THOMAS [35]; d'autres qui trouvent, au contraire, des températures différentes comme YAGI et KAWAI [36].

11. — TRAVAUX DE LADENBURG ET DE NICHOLS

La coïncidence étonnante des valeurs obtenues séparément et à dix ans d'intervalle par ces deux auteurs, dans la flamme d'acétylène, entre la température des particules, déterminée par LADENBURG, et celle des gaz, mesurée par NICHOLS, peut paraître fortuite en raison du manque de précision des méthodes employées et de la fixation assez approximative des conditions expérimentales : c'est ce que l'analyse de ces travaux va faire apparaître.

R. LADENBURG détermine la température des particules à l'aide des courbes d'émission et d'absorption de la flamme relevées en fonction de la longueur d'onde, entre 0,7 et 3,1 μ , à l'aide d'un spectromètre à miroir. Pour chaque longueur d'onde, il mesure l'énergie émise par la flamme, l'émission d'une lampe Nernst, l'énergie de la lampe Nernst plus l'énergie de la flamme. Il a évalué en outre le pouvoir réflecteur de la flamme de l'étalon Hefner en concentrant le flux d'une lampe à arc sur la flamme et en comparant au moyen d'une pile thermoélectrique, le flux réfléchi à la lumière diffusée par un corps blanc (de craie, magnésie ou gypse) de même forme que la flamme. Le pouvoir réflecteur est négligeable. En divisant pour chaque longueur d'onde les ordonnées des courbes d'émission par les ordonnées des courbes d'absorption, il obtient la courbe de répartition spectrale énergétique du corps noir qui a même température que la flamme. Les irrégularités des courbes d'émission dues à l'absorption du gaz carbonique et de la vapeur d'eau atmosphérique et de celle contenue dans la flamme, sont éliminées en prolongeant régulièrement la courbe (trait en pointillé) comme on le voit sur les figures 1 et 2.

Ce procédé permet d'obtenir comme température des particules de carbone incandescentes dans la flamme Hefner : $T = 1\,678^{\circ}\text{K}$, soit $1\,405^{\circ}\text{C}$, et dans une flamme plate d'acétylène donnée par un bec en stéatite alimenté sous une pression de 85 mm d'eau : $T = 2\,115^{\circ}\text{K}$, soit $1\,842^{\circ}\text{C}$.

Ces résultats se confirment en calculant les températures à l'aide de la formule de Wien à partir de la température de brillance mesurée au pyromètre optique de longueur d'onde $0,66 \mu$ et du facteur d'absorption.

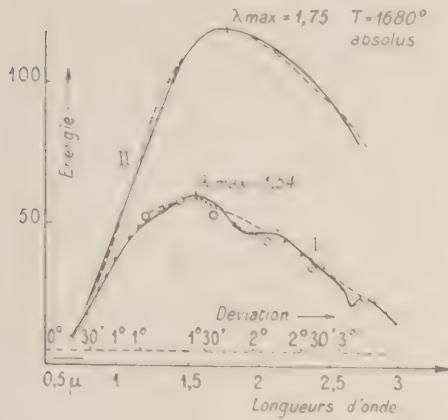
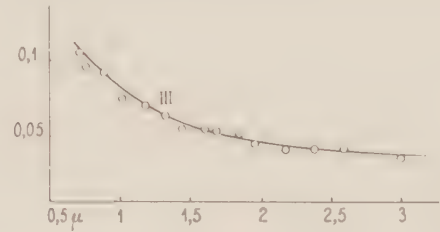


Fig. 1

- I. - Répartition de l'énergie de la lampe Hefner dans le spectre normal;
- II. - Répartition de l'énergie dans la flamme « noire »;
- III. --- Absorption dans la flamme Hefner.



Or, la correspondance avec la température d'une flamme d'acétylène semblable mesurée par NICHOLS au moyen de couples thermoélectriques platine-platine rhodié, de diamètres décroissants (de 0.01996 à 0.00821 mm), en extrapolant pour un diamètre nul, est excellente :

MESURE DE LADENBURG (PARTICULES)	MESURE DE NICHOLS (GAZ)
1 842° C	1 845° C

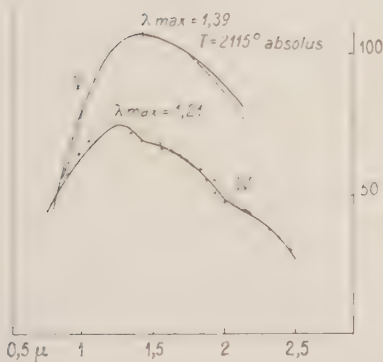
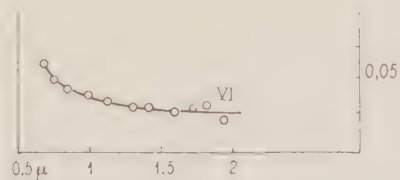


Fig. 2

- IV. — Répartition de l'énergie de la flamme d'acétylène dans le spectre normal;
- V. — Répartition de l'énergie de la flamme « noire »;
- VI. --- Absorption dans la flamme d'acétylène.



La soudure de chaque thermocouple n'est pas placée dans la flamme mais à des distances de plus en plus petites. Les résultats obtenus sont extrapolés pour une distance nulle.

Une telle correspondance pourrait être convaincante si les méthodes de mesure thermoélectriques n'étaient fort délicates et sujettes à de nombreuses causes d'erreurs. D'après G. RIBAUD [37] : « Les erreurs dues au rayonnement s'introduisent en particulier

lorsqu'on se propose de mesurer la température d'un gaz entouré d'une enceinte à température différente. C'est par exemple le cas de la mesure de la température d'une flamme à l'air libre. » Le fil du thermocouple échauffé rayonne vers l'extérieur et cette chaleur rayonnée ne peut lui être fournie par les gaz de la flamme qui si sa température est inférieure à celle du gaz. Il est évident que les précautions prises par NICHOLS visent à réduire cette différence en prenant des fils de très petits diamètres et en procédant par extrapolation.

Elle serait plus convaincante encore si les deux méthodes avaient été mises en œuvre par le même expérimentateur, travaillant sur la même flamme. Comme d'autre part on ne dispose que d'un seul résultat, pour un point de la flamme et une seule valeur de la pression, la conclusion qui s'impose est non pas que ces résultats soient nécessairement inexacts, mais qu'ils demandent, du moins, à être confirmés.

12. — TRAVAUX DE LENT ET THOMAS

Cette confirmation se trouverait dans les résultats de LENT et THOMAS qui ont étudié une flamme de gaz de haut-fourneau saturée de benzol, de 1,2 m d'épaisseur. La température des gaz a été mesurée à l'aide d'un pyromètre à aspiration. Cette technique est susceptible d'une précision plus grande que lorsque le couple est directement plongé dans la flamme à cause de l'accroissement de la vitesse du gaz autour du couple [38]. Le régime hydrodynamique de la flamme se trouve par contre modifié et surtout, dans le cas d'une flamme de diffusion cette modification a une influence sur la température du gaz.

La température des particules est mesurée au pyromètre optique, la température de brillance, sous cette épaisseur, différant très peu de la température vraie.

La concordance entre les deux résultats est certes fort intéressante, d'autant plus qu'il s'agit d'essais à l'échelle industrielle effectués par les mêmes expérimentateurs, pour la même flamme sur les particules et sur les gaz.

Toutefois, comme nous allons le voir, les travaux de YAGI et KAWAI parviennent à des conclusions opposées.

13. — TRAVAUX DE YAGI ET KAWAI

Ces auteurs recherchaient si la loi de Kirchhoff est applicable aux flammes lumineuses et leur technique ressemble beaucoup à celle de LADENBURG puisqu'elle consiste également à diviser pour chaque longueur d'onde du spectre visible et infra-rouge la radiation d'une flamme mince de benzène E , par l'absorption correspondante A , de façon à obtenir la courbe $F' = \frac{E}{A}$ correspondant à l'émission du corps noir à la même température; les absorptions sont données par l'expression :

$$A = \frac{E_1 + E_2 - E_3}{E_1},$$

où :

E_1 est l'émission de la source seule;

E_2 celle de la flamme seule;

E_3 celle de la source vue à travers la flamme.

Si F est la courbe de répartition spectrale du corps noir de même température que la flamme, F et F' coïncident bien dans la partie visible du spectre, tandis que, dans l'infra-rouge où se trouvent notamment les bandes d'absorption de CO_2 et de la vapeur d'eau, il existe une différence $\Delta F = F - F'$ entre F et F' , cette dernière courbe présentant des sinuosités.

LADENBURG éliminait ces irrégularités en traçant un trait continu, comme il a été indiqué ci-dessus.

YAGI et KAWAI interprètent au contraire cette différence en considérant que la loi de Kirchhoff n'est pas directement applicable aux flammes lumineuses, la raison de cette déviation apparente étant que les particules et les gaz ne sont pas à la même température.

Or, nous montrerons par le calcul, dans les pages suivantes que, même si les particules et les gaz sont en équilibre thermique, il suffit que la température de la flamme ne soit pas uniforme pour que les mesures de température des particules et des gaz, faites à partir du rayonnement, ne concordent pas.

Il ne nous paraît pas possible de déterminer uniquement par des mesures sur le rayonnement émis par toute l'épaisseur de la flamme si la différence observée provient du manque d'uniformité de la température dans la flamme ou de l'inexistence de l'équilibre thermique entre particules et gaz.

D'ailleurs, en comparant leurs résultats avec des mesures de HOTTEL et BROUGHTON, faites au pyromètre optique sur deux longueurs d'onde différentes, les auteurs sont amenés à conclure que, dans la flamme, la température des particules de suie n'est pas uniforme, une zone de particules sur un film mince à la surface extérieure de la flamme étant sans doute à 2 000° C tandis qu'à l'intérieur, la température ne serait que de 1 300° C.

ADDITIF BIBLIOGRAPHIQUE

Dans un récent travail, H. BEHRENS et F. RÖSSLER ont entrepris des recherches sur les flammes lumineuses, se rapportant notamment à la détermination du coefficient d'absorption des particules de carbone (*Optik*, t. 6, 1950, pp. 145-151) et à la mesure des températures (*Zeitschrift für Naturforschung*, t. 5 A, n° 6, 1950, p. 311).

Pour déterminer si la température du gaz en combustion peut être assimilée à celle des particules de carbone, ces auteurs étudient une flamme d'acétylène fortement lumineuse, une flamme d'acétylène faiblement lumineuse et une flamme de benzol. La température des particules de carbone est déterminée à partir de la température de couleur et de la température de brillance monochromatique. La température du gaz est calculée à partir d'équations stœchiométriques traduisant la composition limite du mélange acétylène-air et benzène-air lorsque l'oxygène présent ne suffit pas à oxyder

le carbone en suspension pour former de l'oxyde de carbone, mais il n'est pas tenu compte de la combustion par diffusion ni de la répartition des températures qui en résulte.

Une détermination de température a été faite aussi sur les gaz d'une flamme de benzol colorés par une vapeur métallique. La flamme est épaisse, la coloration totale et il n'est pas tenu compte non plus du gradient de température.

Ces auteurs trouvent ainsi en comparant les températures mesurées et calculées une parfaite concordance dans le cas de la flamme d'acétylène fortement lumineuse, une légère différence dans le cas de la flamme d'acétylène faiblement lumineuse et une très grande différence dans la flamme de benzol, les particules de carbone paraissant à une température plus élevée que le gaz. Cette différence est attribuée au fait que les particules de carbone rempliraient le rôle de paroi solide sur laquelle pourrait avoir lieu la recombinaison des radicaux. Ce seraient les atomes d'hydrogène qui, grâce à leur très grande vitesse de diffusion, se chargeraient de la majeure partie de la transmission d'énergie aux particules de noir de fumée. Cette explication paraît hasardeuse, les particules de carbone devant être statistiquement soumises aux chocs de toutes les molécules dissociées ou non les entourant.

14. — CONCLUSION

Il paraît clair, à la suite de l'analyse de ces travaux, que la question de l'existence de l'équilibre thermique entre particules de carbone et gaz dans les flammes de diffusion n'est pas nettement tranchée. Si l'on admet cependant que les écarts trouvés par YAGI et KAWAI ne sont dûs qu'au manque de l'uniformité de la température dans la flamme et ne démontrent pas absolument que l'équilibre thermique entre gaz et particules n'existe pas, on retire de l'ensemble de ces travaux une impression plutôt favorable à l'existence de cet équilibre et les raisons théoriques sont surtout fondées, d'une part sur le fait que les particules étant très petites, leur coefficient d'échange calorifique avec les gaz est grand, et, d'autre part, sur la vraisemblance d'une limitation des vitesses de réaction par la vitesse de diffusion de l'air à travers les gaz combustibles, de telle sorte que les processus réactionnels ne s'éloignent jamais beaucoup des conditions de l'équilibre thermodynamique.

Il nous a paru intéressant d'apporter une contribution à la solution de ce problème en faisant appel à une technique à laquelle nous avons déjà fait allusion, et que nous avons utilisée sur une flamme d'acétylène il y a plusieurs années (P. BARRET : *L'influence des aberrations de sphéricité et de la diffraction sur la mesure des températures de flammes par la méthode du renversement des raies*, note du C.R.S.L.M. n° 155, 1947, pp. 10 et 14).

Nous proposons, en effet, d'appliquer aux flammes lumineuses la méthode du renversement des raies en colorant les gaz par des vapeurs métalliques.

Depuis, H. G. WOLFARD et W. G. PARKER [39], ont appliqué à des flammes éclairantes de poudre d'aluminium la méthode du renversement des raies.

Nous montrerons, dans le chapitre suivant, que la coïncidence des températures mesurées par la méthode du renversement des raies et par la méthode de Kurilbaum sur une flamme de diffusion, constitue un critère de l'uniformité de la température et de l'équilibre thermique entre gaz et particules dans la flamme.

CHAPITRE IV

APPLICATION DE LA MÉTHODE DU RENVERSEMENT DES RAIES AUX FLAMMES ÉCLAIRANTES ÉTUDE THÉORIQUE

15. — LA POSSIBILITÉ D'APPLIQUER LA MÉTHODE DE FÉRY AUX FLAMMES DE DIFFUSION EST UNE CONSÉQUENCE DIRECTE DE LA LOI DE KIRCHHOFF

Comme dans le cas des flammes transparentes, de telles mesures supposent que la loi de Kirchhoff s'applique au rayonnement des gaz et des particules en suspension, c'est-à-dire qu'il y a équilibre de rayonnement entre la flamme et un corps quelconque dont la température de brillance, pour une longueur d'onde ou un intervalle de longueur d'onde déterminé, est égale à la température de la flamme. La validité de la loi de Kirchhoff a ainsi pour conséquence que l'énergie rayonnée par la flamme pour une longueur d'onde considérée est exactement égale à l'énergie radiante absorbée. S'il y a équilibre thermique entre gaz et particules et si, de plus, la température est uniforme, il apparaît donc comme une conséquence immédiate de la loi de Kirchhoff que les gaz et les particules se trouvent en équilibre de rayonnement avec le corps noir à la même température. Une raie métallique émise par la vapeur introduite dans la flamme, disparaît sur le fond continu du spectre, tout comme dans le cas d'une flamme transparente.

L'application de la méthode de Féry à une flamme éclairante doit donc inversement fournir, conjointement à la méthode de Kurlbaum, une preuve de l'existence de l'équilibre thermique entre particules et gaz et de l'uniformité de la température.

Ces considérations vont être précisées par le calcul.

16. — FACTEUR DE TRANSMISSION RÉSULTANT DU MÉLANGE DE DEUX MILIEUX ABSORBANTS

En premier lieu, il convient d'examiner quel est le facteur de transmission résultant du mélange de deux milieux gazeux ayant respectivement comme facteurs de transmission monochromatiques [40] :

$$\tau_{1\lambda} = e^{-k_1 x}, \quad \tau_{2\lambda} = e^{-k_2 x}.$$

Des épaisseurs égales x_0 de ces deux milieux étant juxtaposées sur le parcours des rayons lumineux, le flux lumineux transmis est :

$$\Phi = \Phi_0 \tau_1 \tau_2 = \Phi_0 e^{-(k_1 + k_2)x_0}.$$

Si les deux milieux sont mélangés, divers cas se présentent :

a) il s'agit du même gaz; les coefficients d'absorption k_1 et k_2 sont proportionnels à la pression (BOUASSE) [41].

$k_1 = kp_1$, $k_2 = kp_2$, p_1 et p_2 étant les pressions du gaz dans les deux volumes égaux juxtaposés v_0 . Lorsqu'on amène ces deux milieux gazeux à occuper la même portion d'espace v_0 , la pression devient $p = p_1 + p_2$ et le facteur de transmission résultant $\tau = e^{-kp_0} = e^{-k(p_1 + p_2)x_0}$ a la même valeur que si les deux milieux absorbants étaient juxtaposés;

b) il s'agit de gaz différents ayant des coefficients d'absorption :

$$k_1 = h_1 p_1 \quad \text{et} \quad k_2 = h_2 p_2;$$

la pression totale est encore $p_1 + p_2$ et nous admettrons que chaque gaz, de pression partielle p_1 et p_2 conserve, dans le mélange, le coefficient d'absorption qu'il aurait s'il occupait seul le volume v_0 , autrement dit que le flux transmis par les deux milieux mélangés est identique au flux transmis par les deux milieux superposés.

De sorte que l'on écrira encore :

$$\tau = \tau_1 \tau_2 = e^{-(h_1 p_1 + h_2 p_2)x_0} = e^{-\frac{h_1 p_1 + h_2 p_2}{p_1 + p_2} \cdot p x_0}.$$

Par analogie, nous prendrons comme hypothèse que dans une flamme de diffusion l'ensemble des particules de carbone en suspension et des gaz colorés par une vapeur métallique ont le même facteur de transmission que si ces deux milieux étaient simplement superposés.

En appelant $\tau_{1\lambda}$ le facteur de transmission des gaz seuls et $\tau_{2\lambda}$ le facteur de transmission des particules seules pour la même longueur d'onde, nous poserons :

$$\tau_{\lambda} = \tau_{1\lambda} \tau_{2\lambda}.$$

17. — POUVOIR ÉMISSIF RÉSULTANT DE DEUX MILIEUX MÉLANGÉS

Le problème est de savoir ce qui se passe lorsque les deux milieux considérés sont eux-mêmes émissifs.

Soit $\beta_{1\lambda}$ la brillance monochromatique du milieu 1, $\beta_{2\lambda}$ celle du milieu 2.

Si les deux milieux sont juxtaposés, la lumière émise est :

$$\beta_1 \tau_2 + \beta_2,$$

ou selon le sens de l'observation :

$$\beta_1 + \beta_2 \tau_1.$$

La brillance résultante observée ne dépend pas du sens de l'observation si :

$$\beta_1 \tau_2 + \beta_2 = \beta_1 + \beta_2 \tau_1,$$

$$\beta_1 (1 - \tau_2) = \beta_2 (1 - \tau_1),$$

$$\frac{\beta_1}{\beta_2} = \frac{1 - \tau_1}{1 - \tau_2},$$

$$\frac{\alpha_1}{\alpha_2} = \frac{\alpha_1}{\alpha_2},$$

en supposant le facteur de réflexion négligeable, α_1 et α_2 étant les facteurs d'absorption.

Si le rayonnement des gaz obéit à la loi de Kirchhoff :

$$\beta_1 = \alpha_1 b_{1\lambda},$$

$$\beta_2 = \alpha_2 b_{2\lambda},$$

b_1 et b_2 étant les brillances monochromatiques du corps noir aux températures des deux gaz.

D'où :

$$\frac{b_1}{b_2} = 1, \quad b_1 = b_2 = b_{0\lambda}.$$

La brillance observée ne dépend pas du côté où l'on se place pour observer les deux milieux juxtaposés si leurs températures sont égales.

Il en résulte que le pouvoir émissif de l'ensemble est :

$$\varepsilon_\lambda = \alpha_\lambda = 1 - \tau_1 \tau_2.$$

En se reportant à l'hypothèse faite ci-dessus, à savoir que le facteur de transmission des deux milieux mélangés est identique au facteur de transmission des mêmes milieux juxtaposés, le pouvoir émissif de la flamme sera :

$$\varepsilon_\lambda = 1 - \tau_1 \tau_2,$$

à condition que particules et gaz se trouvent en équilibre thermique et que la température soit uniforme.

18. — VALIDITÉ DE LA MÉTHODE DU RENVERSEMENT DES RAIES

Un corps noir de brillance b_λ observé à travers la flamme, apparaît avoir ainsi une brillance :

$$b'_\lambda = b_\lambda \tau_{1_\lambda} \tau_{2_\lambda} + b_{0_\lambda} (1 - \tau_{1_\lambda} \tau_{2_\lambda}).$$

La même observation étant faite pour une longueur d'onde $\lambda + \Delta\lambda$ voisine de la longueur d'onde λ selon laquelle rayonne la vapeur métallique contenue dans la flamme, le flux du corps noir de brillance $b_{\lambda+\Delta\lambda}$ ne sera plus absorbé que par les particules de carbone émettant un fond continu; il sera :

$$b'_{\lambda+\Delta\lambda} = b_{\lambda+\Delta\lambda} \tau_{2_{\lambda+\Delta\lambda}} + b_{0_{\lambda+\Delta\lambda}} (1 - \tau_{2_{\lambda+\Delta\lambda}}).$$

La raie métallique disparaîtra sur le fond continu du spectre lorsque l'œil ne distinguera aucun contraste entre b'_λ et $b'_{\lambda+\Delta\lambda}$, c'est-à-dire, b_λ et $b_{\lambda+\Delta\lambda}$, τ_{2_λ} et $\tau_{2_{\lambda+\Delta\lambda}}$, b_{0_λ} et $b_{0_{\lambda+\Delta\lambda}}$ pouvant être confondus, lorsque :

$$b \tau_1 \tau_2 + b_0 (1 - \tau_1 \tau_2) = b \tau_2 + b_0 (1 - \tau_2),$$

soit :

$$b \tau_2 (1 - \tau_1) = b_0 \tau_2 (1 - \tau_1),$$

ou :

$$\underline{b = b_0}.$$

Ainsi, dans le cas d'une flamme éclairante, la méthode du renversement des raies (méthode de Féry) donne la température de la flamme aussi bien que la méthode de Kurlbaum, à condition qu'il règne dans la flamme une température uniforme et que les particules de carbone soient en équilibre thermique avec les gaz.

Il convient de remarquer encore une fois que cela ne résulte pas des hypothèses faites sur la valeur du facteur de transmission de la flamme chargée de vapeur métallique, mais se présente comme une conséquence immédiate de la loi de Kirchhoff indiquant qu'une flamme se trouve en équilibre de rayonnement avec un corps dont la température de brillance monochromatique est égale à sa température propre.

19. — CRITÈRE DE L'ÉQUILIBRE THERMIQUE

Inversement, du fait qu'on trouve la même température par la méthode de Kurlbaum et par la méthode de Féry appliquées à la même flamme de diffusion, peut-on en déduire à coup sûr :

1° qu'il règne dans la flamme une température uniforme;

2° que l'équilibre thermique entre particules et gaz est réalisé ?

Pour justifier cette réciproque, on montrera successivement qu'il est en général impossible que les deux mesures T_F et T_K effectuées par la méthode de Féry et par la méthode de Kurlbaum coïncident si ces deux conditions ne sont pas réalisées.

20. CAS D'UNE FLAMME COMPRENANT DEUX ZONES ⁽¹⁾
 DE TEMPÉRATURE DIFFÉRENTE
 OU L'ÉQUILIBRE THERMIQUE ENTRE GAZ ET PARTICULES EST RÉALISÉ

Il n'existe pas dans la flamme une température uniforme, mais deux zones juxtaposées de températures différentes, en admettant toutefois que, dans chacune de ces zones, particules et gaz soient en équilibre thermique.

Soient :

τ_{11} , τ_{21} les facteurs de transmission du gaz et des particules dans la zone 1, du côté de la source de référence tenant lieu de corps noir, et

τ_{12} , τ_{22} les facteurs de transmission des gaz et des particules dans la zone 2, du côté de l'observateur.

Les facteurs de transmission résultants de chaque zone s'écriront :

$$\text{Zone 1 : } \tau_{11} \tau_{21};$$

$$\text{Zone 2 : } \tau_{12} \tau_{22}.$$

Comme l'équilibre thermique entre gaz et particules est supposé réalisé dans chacune de ces zones, leur pouvoir émissif respectif sera :

$$\text{Zone 1 : } \varepsilon_1 = 1 - \tau_{11} \tau_{21};$$

$$\text{Zone 2 : } \varepsilon_2 = 1 - \tau_{12} \tau_{22}.$$

Les températures T_1 et T_2 de chacune de ces zones sont celles pour lesquelles la brillance monochromatique de longueur d'onde λ du corps noir prend les valeurs $b_{1,}$ et $b_{2,}$.

En premier lieu, le sens dans lequel les rayons lumineux traversent une telle flamme n'est pas indifférent :

— dans le sens $1 \rightarrow 2$, la lumière émise est :

$$b_1 (1 - \tau_{11} \tau_{21}) \tau_{12} \tau_{22} + b_2 (1 - \tau_{12} \tau_{22});$$

— dans le sens $2 \rightarrow 1$, elle est :

$$b_1 (1 - \tau_{11} \tau_{21}) + b_2 (1 - \tau_{12} \tau_{22}) \tau_{11} \tau_{21}.$$

On trouve facilement que la condition nécessaire pour que ces deux valeurs soient égales est encore :

$$b_1 = b_2;$$

or :

$$b_1 \neq b_2.$$

(1) La division d'une flamme en zones distinctes est évidemment purement schématique.

Si l'on fait une mesure par la méthode du renversement des raies, le faisceau de la source de référence traversant la flamme dans le sens 1, 2, on obtient une température T correspondant à la brillance b_λ du corps noir, telle que :

$$(1) \quad b_{\lambda_F} = b_1 + (b_2 - b_1) \frac{(1 - \tau_{12})}{\tau_{21} (1 - \tau_{11} \tau_{12})}.$$

Cette relation s'établit facilement en écrivant comme précédemment que le contraste est nul entre la brillance résultante de longueur d'onde λ correspondant à la raie, et celle de longueur d'onde voisine de l'intervalle spectral de la raie :

$$\begin{aligned} b \tau_{11} \tau_{12} \tau_{21} \tau_{22} + b_1 (1 - \tau_{11} \tau_{21}) \tau_{12} \tau_{22} + b_2 (1 - \tau_{12} \tau_{22}) \\ = b \tau_{21} \tau_{22} + b_1 (1 - \tau_{21}) \tau_{22} + b_2 (1 - \tau_{22}). \end{aligned}$$

21. — DIFFÉRENTS CAS POSSIBLES

De la formule (1) se déduisent un certain nombre de conséquences :

a) d'abord si la température était uniforme, $b_2 = b_1$, la formule donnerait bien la température de la flamme;

b) si $\tau_{12} = 1$ (absence de vapeur métallique dans la zone 2), $b = b_1$, résultat intéressant que l'on peut formuler ainsi : dans l'hypothèse où l'équilibre thermique est réalisé entre gaz et particules, la flamme de diffusion étant colorée localement par une vapeur métallique, à condition que cette zone colorée localement soit la surface de la flamme du côté de la source de référence, la méthode du renversement des raies fournit la température exacte de cette zone quel que soit le gradient de température dans le reste de la flamme. Inversement, cette proposition sera très utile pour étudier si l'équilibre thermique est réalisé sur la surface extérieure d'une flamme de diffusion qui est vraisemblablement le lieu des réactions les plus intenses, en comparant les résultats obtenus par la méthode du renversement des raies comme il vient d'être dit, et les résultats obtenus par la méthode de Kurlbaum en faisant pivoter la flamme de 90° par rapport à l'axe du faisceau de façon que le faisceau rase la même zone superficielle;

c) si $\tau_{11} = 1$ (absence de vapeur métallique dans la zone 1, seule la zone 2 est colorée) :

$$b_\lambda = b_1 + \frac{b_2 - b_1}{\tau_{21}} \frac{b_2 - b_1 (1 - \tau_{21})}{\tau_{21}}.$$

On voit que la température ainsi mesurée ne tend vers la température T_2 que si le facteur d'absorption des particules dans la zone 1 est très faible (zone de faible épaisseur par exemple).

S'il n'en est pas ainsi, la température mesurée diffère de celle de la zone 2, d'autant plus que le facteur de transmission τ_{21} est plus faible.

Si la température de la zone 2 est supérieure à celle de la zone 1, $b_2 > b_1$, la température mesurée croît indéfiniment lorsque τ_{21} tend vers 0.

Inversement, lorsque τ_{21} tend vers 1, la température mesurée s'approche de la température réelle de la zone 2 par valeurs supérieures.

Si la température de la zone 2 est inférieure à celle de la zone 1, $b_2 - b_1$ est négatif et b_λ s'annule lorsque $b_1(1 - \tau_{21}) = b_2$, c'est-à-dire lorsque la température de la zone 2 est égale à la température de brillance de la zone 1, auquel cas, il y a disparition spontanée de la raie.

Pour τ_{21} compris entre 1 et $\frac{b_1 - b_2}{b_2}$, la température mesurée est inférieure à la température réelle et elle s'en approche par valeurs inférieures lorsque τ_{21} tend vers 1.

Enfin, pour les valeurs de τ_{21} comprises entre $\frac{b_1 - b_2}{b_1}$ et 0, toute mesure est évidemment impossible, la raie présentant un renversement spontané.

22. — CONCLUSIONS DANS LE CAS DE DEUX ZONES DE TEMPÉRATURES DIFFÉRENTES

En résumé :

— lorsqu'une flamme de diffusion présente deux zones de températures différentes T_1 et T_2 dans lesquelles l'équilibre thermique entre gaz et particules est réalisé :

1° la zone 1, du côté de la source de référence, étant seule colorée par une vapeur métallique, la méthode du renversement des raies donne la température exacte de cette zone quelle que soit la température du reste de la flamme, la sensibilité de la mesure étant évidemment d'autant plus grande que le pouvoir émissif de la zone postérieure est faible;

2° la zone 2 étant seule colorée, la méthode du renversement des raies ne peut donner une température approchant celle de la zone 2 que si le pouvoir émissif des particules contenues dans la zone 1 est très faible.

Sinon, la température mesurée s'écarte très fortement de la température réelle, par excès dans le cas où la température de la zone 2 est supérieure à celle de la zone 1, par défaut dans le cas où elle lui est inférieure, une disparition ou un renversement spontané pouvant même se produire;

3° lorsqu'enfin, les deux zones sont colorées, il n'y a pas en général correspondance entre la température déterminée par la méthode de Féry T_F et la température mesurée par la méthode de Kurlbaum T_K . Cette dernière correspond en effet à la brillance b_{λ_K} du corps noir donnée par la formule :

$$(2) \quad b_{\lambda_K} = \frac{b_1(1 - \tau_{21})\tau_{22} + b_2(1 - \tau_{22})}{1 - \tau_{21}\tau_{22}}.$$

Or, la différence entre b_F , formule (1), et b_K , formule (2), est :

$$(3) \quad b_F - b_K = \frac{b_2 - b_1}{\tau_{21}} \left[\frac{1 - \tau_{11}\tau_{12}\tau_{21}\tau_{22}}{(1 - \tau_{11}\tau_{12})(1 - \tau_{21}\tau_{22})} - \left(\frac{\tau_{12}}{(1 - \tau_{11}\tau_{12})} + \frac{\tau_{21}}{1 - \tau_{21}\tau_{22}} \right) \right].$$

Pour qu'il y ait correspondance en dehors du cas de l'uniformité de température, il faut que le terme entre parenthèses soit nul, c'est-à-dire que l'on ait, en posant :

$$\begin{aligned}\bar{\epsilon} &= \tau_{11} \tau_{12} \tau_{21} \tau_{22}, & \bar{\epsilon}_1 &= \tau_{11} \tau_{12}, & \bar{\epsilon}_2 &= \tau_{21} \tau_{22} : \\ 1 - \bar{\epsilon} &= \tau_{12} (1 - \bar{\epsilon}_2) + \tau_{21} (1 - \bar{\epsilon}_1); \end{aligned}$$

$\bar{\epsilon}$ = facteur de transmission de l'ensemble;

$\bar{\epsilon}_1$ = facteur de transmission des gaz seuls;

$\bar{\epsilon}_2$ = facteur de transmission des particules seules.

On voit que cette circonstance est tout à fait fortuite, les facteurs de transmission ne répondant pas en général à cette condition; d'ailleurs, si elle se trouvait par hasard réalisée, la moindre variation de la concentration en vapeur alcaline dans la flamme ferait réapparaître la raie (1).

On voit d'ailleurs que les écarts entre les résultats des deux méthodes peuvent être positifs ou négatifs, suivant que la différence des températures $T_2 - T_1$ est positive ou négative, et suivant que :

$$1 - \bar{\epsilon} \quad \text{est} \quad > \quad \text{ou} \quad < \quad \text{à} \quad \tau_{12} (1 - \bar{\epsilon}_2) + \tau_{21} (1 - \bar{\epsilon}_1).$$

Ainsi, lorsque l'ensemble d'une flamme de diffusion présentant deux parties juxtaposées d'inégales températures est colorée par un sel métallique, il y a très peu de chance d'obtenir des résultats concordants par la méthode de Féry et par la méthode de Kurlbaum, ces mesures présentant en général un écart fonction croissante de la différence de température des deux zones et dépendant en outre des facteurs de transmission de la vapeur métallique et des particules. Pratiquement, il ne semble pas possible de tirer de cet écart des conclusions ni sur l'uniformité de la température, ni sur l'inexistence d'un équilibre thermique entre gaz et particules; et à plus forte raison, lorsque la flamme, entièrement colorée, présente un nombre indéterminé de zones de températures différentes ou un fort gradient de température d'un bord à l'autre. Les calculs se compliquent très rapidement d'ailleurs.

23. — GÉNÉRALISATION A UN NOMBRE n DE ZONES DE TEMPÉRATURES DIFFÉRENTES

Les formules (1) et (2), généralisées à un nombre de zones n , deviennent :

$$\begin{aligned}(4) \quad b_F &= b_1 + \frac{(b_2 - b_1)(1 - \tau_{12} \tau_{13} \cdots \tau_{1n})}{\tau_{21}(1 - \tau_{11} \tau_{12} \tau_{13} \cdots \tau_{1n})} + \frac{(b_3 - b_2)(1 - \tau_{13} \cdots \tau_{1n})}{\tau_{21} \tau_{22}(1 - \tau_{11} \cdots \tau_{1n})} \\ &+ \cdots + \frac{(b_n - b_{n-1})(1 - \tau_{1n})}{\tau_{21} \tau_{22} \cdots \tau_{2n-1}(1 - \tau_{11} \cdots \tau_{1n})}; \end{aligned}$$

(1) Des mesures faites avec un autre sel métallique, présenteraient certainement une discordance.

$$(5) \quad b_K = \frac{b_1 (1 - \tau_{21}) \tau_{22} \tau_{23} \cdots \tau_{2n} + b_2 (1 - \tau_{22}) \tau_{23} \cdots \tau_{2n} + \cdots b_n (1 - \tau_{2n})}{1 - \tau_{21} \tau_{22} \cdots \tau_{2n}}.$$

Un cas particulier intéressant parce qu'il se rapproche certainement des flammes réelles produites habituellement au laboratoire est celui dans lequel il existe une zone centrale bordée de deux zones superficielles, de telle sorte que l'on peut prévoir pour ces deux dernières, par raison de symétrie, une égalité de leur température et un écart avec la température de la zone centrale.

Comme le dit G. RIBAUD [20] : « Dans ces flammes, la zone centrale subit un cracking d'origine purement thermique, alors que la couche extérieure dans laquelle s'opère une combustion progressive par diffusion est le siège de réactions incomplètes d'oxydation ».

24. — FLAMME MINCE

Si l'on réduit au maximum cette zone centrale, en expérimentant sur des flammes de très faible épaisseur de façon que l'influence des deux zones superficielles devienne prépondérante, cela se traduit dans les formules précédentes par le fait que :

$$\tau_{12} \quad \text{et} \quad \tau_{22}$$

deviennent peu différents de 1, nous conviendrons de remplacer dans les formules :

$$\tau_{12} \quad \text{et} \quad \tau_{22}$$

lorsqu'ils se trouvent en facteur, par :

$$\tau_{12} = \tau_{22} = 1^*.$$

D'autre part :

$$\tau_{11} = \tau_{13},$$

$$b_1 = b_3 = b_2.$$

$$\tau_{21} = \tau_{23},$$

Il vient :

$$b_K = \frac{b_1 (1 - \tau_{21}) \tau^* + b_2 (1 - 1^*) \tau_{21} + b_1 (1 - \tau_{21})}{1 - \tau_{21}^{2*}},$$

en négligeant $b_2 (1 - 1^*) \tau_{21}$:

$$b_K \sim b_1 = b_2.$$

De même :

$$b_F = b_1 + \frac{(b_2 - b_1)^* (1 - \tau_{11}^*)}{\tau_{21}^* (1 - \tau_{11}^{2*})} + \frac{(b_1 - b_2) (1 - \tau_{11})}{\tau_{21}^* (1 - \tau_{11}^{2*})}.$$

Soit :

$$b_F \sim b_1 = b_2.$$

Ainsi, en opérant sur des flammes de très faibles épaisseurs (flammes de bec papillon par exemple), on pourra espérer obtenir la concordance des températures T_F et T_K et de la température réelle si l'équilibre thermique entre gaz et particules est réalisé.

Si enfin, l'on obtient même dans ce cas des valeurs discordantes pour T_F et T_K , la conclusion qui semblera bien devoir s'imposer sera que la température des particules est différente de celle des gaz.

25. — ABSENCE D'ÉQUILIBRE THERMIQUE ENTRE GAZ ET PARTICULES

L'absence de l'équilibre thermique se traduit par le fait qu'il n'est plus possible, si $\tau = \tau_1 \tau_2$ représente toujours le facteur de transmission de la flamme, d'écrire que son pouvoir émissif ε_λ est égal à $1 - \tau_1 \tau_2$ [car on ne peut plus écrire $\beta = b_1 (1 - \tau_1 \tau_2)$], ou si l'on convient de conserver cette valeur fictive, il est bien évident que, lors de l'expérience du renversement des raies :

$$b'_\lambda = b_\lambda \tau_1 \tau_2 + b (1 - \tau_1 \tau_2),$$

la valeur $\bar{b}$ ne correspond ni à T_1 , ni à T_2 , $(1 - \tau_1 \tau_2)$ se rapportant à la fois à des particules de température T_1 et à des particules de température T_2 .

$\bar{b}$ est donc une valeur intermédiaire entre b_1 et b_2 qui dépend du rapport des nombres de particules de chaque espèce par cm^3 .

Si :

$$\tau_2 \rightarrow 1, \quad \bar{b} \rightarrow b_1; \quad \text{si } \tau_1 \rightarrow 1, \quad \bar{b} \rightarrow b_2.$$

On aura, à la disparition de la raie :

$$b_\lambda \tau_1 \tau_2 + b (1 - \tau_1 \tau_2) = b_\lambda \tau_2 + b_2 (1 - \tau_2),$$

$$b_\lambda = \frac{b - b_2}{\tau_2 (1 - \tau_1)} = \frac{b \tau_1 - b_2}{1 - \tau_1}.$$

Or :

$$b_K = b_2,$$

et :

$$b_F - b_K = (\bar{b} - b_2) \frac{1 - \tau_1 \tau_2}{\tau_2 (1 - \tau_1)}.$$

Ainsi, comme $b \neq b_2$, on voit que dans le cas où l'équilibre thermique entre gaz et particules n'est pas réalisé, on ne peut obtenir des valeurs coïncidentes de T_F et de T_K .

26. — CONCLUSIONS

De l'ensemble de ces calculs, il résulte que la coïncidence des températures mesurées par la méthode de Féry et par la méthode de Kurlbaum sur une même flamme de diffusion colorée par des vapeurs métalliques est un critère de l'uniformité de la température dans la flamme et de l'équilibre thermique entre gaz et particules de carbone.

Comme l'uniformité de température n'est pas en général réalisée dans une flamme épaisse, les expériences devront porter sur des flammes minces dans lesquelles l'influence des bords est prépondérante.

Toutefois, la méthode peut être appliquée à la surface d'une flamme épaisse et de température non uniforme, à condition de colorer uniquement par une vapeur métallique la partie de la surface de la flamme tournée du côté de la source de référence, à l'exclusion des zones postérieures, et de mesurer par la méthode de Kurlbaum la température de cette même zone superficielle.

MÉTHODES EXPÉRIMENTALES POUR LA MESURE OPTIQUE DES TEMPÉRATURES DE FLAMMES

27. — MÉTHODES DE MESURES DIRECTES

Notre objet n'est nullement de faire une étude critique de toutes les méthodes de mesure des températures de flammes. On pourra se reporter à deux conférences de G. RIBAUD [42], [38], dans lesquelles on trouvera une description très précise de tous les procédés utilisés au laboratoire et dans l'industrie, des principaux appareils et des erreurs qu'il faut éviter, notamment dans l'emploi des couples thermoélectriques, du pyromètre à aspiration, du pyromètre à fil chauffé, des pyromètres à écoulement.

Parmi ces méthodes, les unes (couples thermoélectriques) ne peuvent donner des renseignements exacts, les autres sont limitées à des températures basses (fusion des matériaux). Aux températures élevées, seules les méthodes optiques, ne mettant en jeu aucun corps matériel, sont susceptibles de servir.

28. — MÉTHODES OPTIQUES

Nous ne ferons pas davantage l'histoire de toutes les méthodes de mesure de la température de gaz incandescents à partir du rayonnement, dont on trouve la description dans les traités classiques; en particulier de celles qui sont basées sur le rayonnement total, comme la méthode de Smidt [13]. D'autres méthodes consistent à mesurer à l'aide d'un spectrographe à infra-rouge, les valeurs relatives à plusieurs longueurs d'onde entre 0,7 et 4 μ de l'émission et de l'absorption de la flamme et d'en déduire la répartition spectrale du corps noir de même température, mais elles sont surtout destinées à des études de laboratoire portant sur des points bien précis (validité de la loi de Kirchhoff).

Il est évidemment possible de tirer la température réelle, à l'aide de la formule de Wien, de plusieurs mesures (dans le visible comme dans l'infra-rouge) comprenant : la température de brillance de la flamme (pyromètre optique, spectropyromètre), la température de brillance d'une source de référence (lampe à ruban de tungstène) vue à travers la flamme, la température de brillance de la même source vue directement.

A partir de ces trois mesures, on calcule en effet le facteur d'absorption α_λ de la flamme pour la longueur d'onde considérée et la température vraie T se déduit de la température de brillance S_λ par la formule :

$$\text{Colog}_e \alpha_\lambda = \frac{C_2}{\lambda} \left(\frac{1}{S_\lambda} - \frac{1}{T} \right).$$

Dans le cas des flammes lumineuses, le facteur d'absorption peut être mesuré par la méthode du miroir [44].

Il faut signaler également le procédé de HOTTEL et BROUGHTON [45] qui consiste à déterminer la température vraie à partir de la température de couleur obtenue par la méthode des deux pyromètres de longueur d'onde λ_1 et λ_2 .

La température de couleur est reliée à la température vraie par la formule :

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{T_c} = \frac{\log_e \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}}{C_2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)}.$$

où :

$$\varepsilon_1 = 1 - e^{-k_1 \lambda_1 l},$$

et :

$$\varepsilon_2 = 1 - e^{-k_2 \lambda_2 l},$$

sont les pouvoirs émissifs correspondant aux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 avec l'hypothèse :

$$k_\lambda = \frac{1}{\lambda^{1,39}}.$$

Ces procédés ont un certain nombre d'applications, mais les deux méthodes vraiment élégantes, parce qu'elles donnent directement la température des flammes par une simple égalisation photométrique, sont la méthode du renversement des raies (méthode de Féry) [46] applicable aux flammes transparentes, et la méthode de Kurlbaum [47] réservée aux flammes éclairantes.

Il est à noter enfin que, dans le cas particulier de flammes éclairantes très épaisses (pouvoir émissif voisin de l'unité), une simple lecture pyrométrique donne la température réelle.

29. — LA MÉTHODE DE FÉRY

L'image d'une lampe à incandescence (lampe à filament plat de tungstène, dont on peut faire varier la brillance), est formée au moyen d'une lentille L_1 à l'intérieur de la flamme F colorée par une vapeur métallique (sodium, lithium) donnant une raie de longueur d'onde λ ; une lentille L_2 placée entre la flamme et la fente d'un spectroscopie Φ projette sur cette fente l'image de la source et de la flamme. Lorsque l'intensité de la source de référence A est faible, la raie se détache brillante sur le fond continu plus sombre donné par A. Lorsqu'on fait croître la brillance de A, il arrive un moment où la raie

disparaît, puis, pour une brillance encore plus élevée, elle réapparaît en sombre sur le fond continu plus brillant (*fig. 3*).

Le pouvoir réflecteur (ou diffusant) de la flamme étant négligeable [46] son facteur de transmission τ_λ est égal à $1 - \alpha_\lambda$ (α_λ = facteur d'absorption égal au pouvoir émissif ε_λ).

Soit b_λ la brillance de la source auxiliaire et β_λ celle de la flamme. L'image de la raie dans le spectroscopie a pour brillance :

$$b'_\lambda = b_\lambda \tau_\lambda = \beta_\lambda.$$

La brillance du fond continu dans une étroite région de part et d'autre de la raie est b_λ .

Le contraste entre le fond continu et la raie est : $\frac{b_\lambda - b'_\lambda}{b_\lambda}$; il est nul si $b_\lambda - b'_\lambda = 0$, soit $b_\lambda (1 - \tau) - \beta_\lambda = 0$, c'est-à-dire $\beta_\lambda = \alpha b_\lambda$.

Or, d'après la loi de Kirchhoff, b_λ représente la brillance du corps noir à la température des particules. Un pointé sur l'image de A, effectué au moyen d'un pyromètre monochromatique de longueur d'onde λ , fournira donc la température de la flamme.

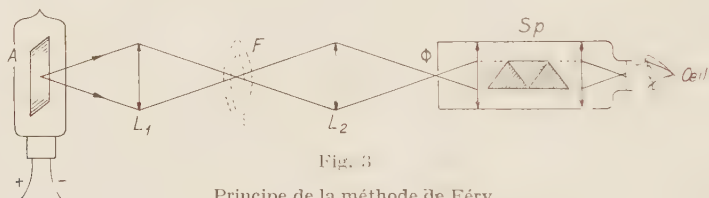


Fig. 3
Principe de la méthode de Féry
A = source de référence; L_1 , L_2 = lentille;
F = flamme; Φ = fente du spectroscopie

Ceci n'est valable que si le rayonnement de la vapeur métallique contenue dans la flamme est bien purement thermique. La validité de la loi de Kirchhoff dans le cas des flammes fut mise en doute en 1892 par PRINGSHEIM [48] considérant la production des spectres de raie comme un phénomène de luminescence d'origine chimique.

Cette conception fut partagée par KURLBAUM et Gunther SCHULZE [49]. Or, BAUER [50] a au contraire montré, qu'à condition de colorer une petite région d'une flamme de température bien uniforme, les températures fournies par les différents sels métalliques sont identiques et qu'elles se confondent également avec celles qu'on obtient dans l'extrême infra-rouge, à l'aide des rayons restants de la fluorine (25,5 μ). La même chose a été confirmée par SCHMIDT [51], KOHN [52], GRIFFITH et AWBERY [53], HENNING et TINGWALDT [54].

Comme nous l'avons déjà vu, la méthode donne la température de translation qui est égale à la température thermodynamique quand l'équilibre interne est établi.

30. — LA MÉTHODE DE KURLBAUM

La théorie de la méthode de Kurlbaum est la même sauf que la brillance β_λ s'applique à un petit intervalle de longueur d'onde Δ_λ découpé de part et d'autre de la longueur d'onde λ dans le fond continu émis par une flamme éclairante au moyen d'un pyromètre optique monochromatique à disparition de filament (*fig. 4*).

La méthode revient à déterminer quelle brillance de la source auxiliaire n'est pas modifiée par l'interposition de la flamme entre la source et le pyromètre. On peut

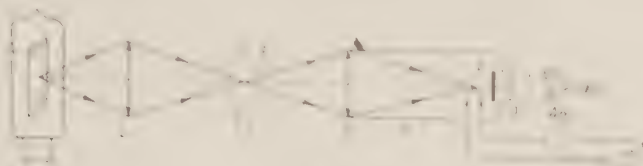


Fig. 4

Principe de la méthode de Kurlbaum

A = source de référence; L = lentille;
O = objectif du pyromètre optique à disparition de filament P;
F = flamme; f = filament.

procéder par tâtonnements ou construire d'abord point par point une courbe d'étalonnage de la lampe auxiliaire en portant les températures de brillance en fonction des

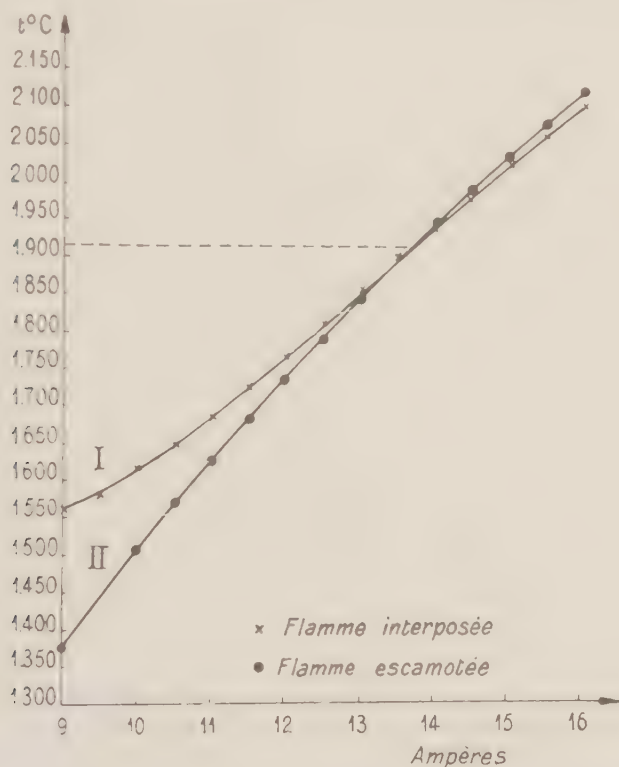


Fig. 5

L'intersection des deux courbes d'étalonnage de la lampe de référence, donnant les températures de brillance observées au pyromètre optique à disparition de filament avec (I) et sans (II) interposition de la flamme, donne la température cherchée

intensités électriques qui passent dans le filament de cette lampe et une seconde courbe avec interposition de la flamme, le point d'intersection des deux courbes fournit la température cherchée (fig. 5).

31. — DIFFÉRENTS TYPES D'APPAREILS ET DE PROCÉDÉS POUR LA MISE EN ŒUVRE DE LA MÉTHODE DE KURLBAUM

Un appareil mis au point au Laboratoire des Hautes Températures [55], comporte un double circuit optique (*fig. 6*). L est la lampe de référence : les axes des deux circuits font entre eux un angle de 30° . Une première image est donnée par les deux lentilles A_1 et A_2 de même focale. Ces images de la lampe de référence sont reprises par les lentilles B_1 et B_2 qui en donnent chacune une nouvelle image. Les faisceaux issus de B_1 et de B_2 subissent une réflexion totale sur deux prismes équilatères P_1 et P_2 . Les axes optiques des faisceaux réfléchis se coupent à angle droit sur l'axe de symétrie du montage. La position des lentilles et des prismes est réglée pour que deux images de la source L se forment en ce point, où l'on place un cube de Lummer dont la face diagonale est dirigée suivant l'axe de symétrie de l'ensemble. L'un des faisceaux traverse directement le cube tandis que l'autre se réfléchit sur sa face diagonale. Les deux faisceaux ont alors

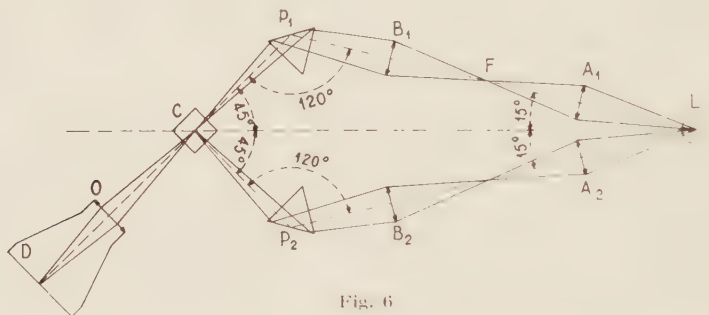


Fig. 6

Double circuit optique pour la méthode de Kurlbaum d'après G. RIBAUD

leurs axes optiques confondus et l'on peut observer visuellement l'égalité d'éclairement des plages fournies par le cube de Lummer. Si l'on interpose la flamme sur le chemin optique de l'un des faisceaux en F, l'égalisation photométrique est en général détruite. Il faut agir sur le courant d'alimentation de la lampe L pour l'obtenir de nouveau.

A ce moment-là, la température de brillance de l'image en F de la source L est égale à la température de la flamme.

G. RIBAUD a proposé plusieurs variantes de ce montage initial dans le même article : une transposition photoélectrique comportant deux cellules à couche d'arrêt en opposition n'a pas donné entière satisfaction. Par contre, différentes adaptations photographiques sont très élégantes (spectre crênelé, enregistrement des températures dans une flamme à température variable avec le temps). Pour ce dernier point, l'utilisation d'une lampe à filament triangulaire est également intéressante à signaler.

Les applications industrielles des méthodes optiques de température de flamme ont pris un développement considérable depuis quelques années et le nombre de variantes plus ou moins perfectionnées mises au point pour déterminer la température des gaz de moteurs à réaction et de fusées est très important. On consultera avec intérêt le

rapport de la Conférence sur la mesure de température des gaz en combustion pulsatoire qui s'est tenue à l'Université de New-York le 28 avril 1948 [56].

Un appareil pour l'étude des flammes de températures variables utilisant la méthode du miroir et un photomultiplicateur d'électrons ont notamment été réalisés par J. H. HETT et J. B. GILSTEIN [57].

Des appareils à caractère industriel, basés sur la méthode de Kurlbaum à double circuit, adaptée en méthode photoélectrique à l'aide d'une modulation des faisceaux par miroirs tournants et d'une commande automatique de l'intensité électrique d'alimentation de la source de référence, ont été mis au point dans le même but [58].

La méthode de Hottel et Broughton est également mise en œuvre dans des recherches à caractère technique, portant sur des moteurs à réaction, comme les mesures de KRACEK et BENEDICT [59], ou des moteurs à combustion interne, comme les mesures de O. A. UYEHARA, P. S. MYERS, K. M. WATSON et L. A. WILSON [60].

32. SENSIBILITÉ DE LA MÉTHODE DE KURLBAUM

Supposons que la mesure soit effectuée à l'aide d'un pyromètre optique monochromatique à disparition de filament et soit b_λ la brillance constante du filament du pyromètre. L'égalisation avec l'image de la source de référence de brillance B est réalisée lorsque l'ensemble coin absorbant-verre coloré a un facteur de transmission τ_λ tel que :

$$B = \tau_\lambda b_\lambda.$$

Lorsqu'on interpose la flamme de température T_0 et de brillance $\beta = \alpha B_0$, le filament réapparaît sur un fond de brillance :

$$b' = [B(1 - \alpha) + \alpha B_0]\tau.$$

Le contraste entre le filament et l'image a pour valeur :

$$c = \frac{b' - b}{b} = \frac{\alpha(B_0 - B)}{B}.$$

Ainsi le contraste ne dépend pas de la brillance du filament ni du facteur de transmission de l'appareil, mais de l'écart des températures entre la source de référence et la flamme et du facteur d'absorption de la flamme. Le contraste devrait donc être nul lorsque la température de la flamme est égale à la température de brillance de la source de référence, mais en pratique, l'œil ou un récepteur quelconque ne peut apprécier un contraste inférieur à une certaine valeur h . Cette valeur h définit l'ordre de grandeur de l'erreur possible $\frac{\Delta B}{B}$ telle que :

$$\frac{\Delta B}{B} = \frac{h}{\alpha}.$$

D'où l'énoncé [61] :

— L'erreur relative (comptée sur les brillances) que l'on peut légitimement commettre en mesurant la température d'une flamme par la méthode de Kurlbaum est proportionnelle à la valeur limite du contraste appréciable par l'œil ou par le détecteur photométrique utilisé et en raison inverse du facteur d'absorption de la flamme.

La mesure sera donc d'autant plus précise que le pouvoir émissif de la flamme et la sensibilité différentielle du détecteur photométrique seront grands.

Voici, à titre d'indication, un tableau donnant la précision possible pour différentes valeurs de h et de α :

h	α	$\frac{\Delta B}{B}$
$\frac{1}{200}$	0,1	5
$\frac{1}{1\,000}$	0,1	1
$\frac{1}{200}$	0,5	1
$\frac{1}{1\,000}$	0,5	0,2

L'erreur relative comptée en température, s'exprime par la relation :

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\lambda T}{C_2} \frac{\Delta B}{B}$$

L'erreur relative est proportionnelle à la température. Si l'erreur photométrique est la même pour deux pointés sur deux sources de températures différentes, l'incertitude sur la mesure de la température la plus élevée est plus grande que celle relative à la température la plus basse.

Lorsqu'on doit effectuer des mesures sur une source de température élevée (2 500° K) on a donc intérêt à accroître la sensibilité différentielle du détecteur photométrique et à utiliser une cellule photoélectrique munie d'une amplification (1) et d'un système de lecture appropriés à la place de l'œil.

33. SENSIBILITÉ ET PRÉCISION DE LA MÉTHODE DE FÉRY

Les conditions de visibilité des raies brillantes et sombres ont été étudiées avec M. DRATZ [62]. Un raisonnement plus simple nous conduit à des conclusions identiques.

En effet, la formule de l'erreur relative établie ci-dessus, pour la méthode de Kurlbaum $\frac{\Delta B}{B} = \frac{h}{\alpha}$, reste valable pour la méthode de Féry tant que la largeur spectrale $\Delta\lambda$

(1) Ou un photomultiplicateur d'électrons.

de la fente du spectroscopie est petite par rapport à la largeur spectrale $\delta\lambda$ de la raie : on peut écrire, en première approximation :

$$h \approx \frac{\delta\lambda (B_0 - B')}{\delta\lambda B'}$$

c'est-à-dire $B' = B$.

Mais, si la largeur spectrale de la fente est supérieure à la largeur spectrale de la raie, la brillance de la raie reste proportionnelle à $\delta\lambda$ tandis que celle du fond continu est proportionnelle à $\Delta\lambda$:

$$h = \frac{\delta\lambda (B_0 - B)}{\Delta\lambda B'} = \alpha \frac{B_0 - B}{B_0}$$

h ne dépendant que de l'œil.

C'est-à-dire :

$$\frac{B_0 - B}{B} = \frac{B_0 - B}{B} \cdot \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda}$$

$$\frac{\Delta B}{B} = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} \cdot \frac{\Delta B}{B}$$

La précision des mesures diminue donc lorsque la largeur de la fente croît.

En pratique, les spectroscopes habituellement utilisés pour la méthode de Féry n'ont pas un pouvoir séparateur suffisant pour qu'on se trouve jamais dans le premier cas, mais, pour augmenter la précision des mesures, on doit se servir d'un spectroscopie très lumineux d'un pouvoir de résolution élevé et travailler avec une fente fine.

34. INFLUENCE DES ABERRATIONS DE SPHÉRICITÉ DU SYSTÈME OPTIQUE

Nous avons déjà montré dans des publications antérieures [63], [64], [65], la nécessité de faire respecter au système optique un certain nombre de conditions sans lesquelles les mesures risquent d'être entachées d'erreurs systématiques.

Les précautions à prendre pour éviter de telles erreurs sont de deux ordres :

1° la correction des aberrations de sphéricité du système optique (1), ou tout au moins de la partie du système optique qui est située entre la source de référence et la flamme à étudier;

2° la position des diaphragmes délimitant l'ouverture du faisceau, et notamment la position du diaphragme qui limite l'ouverture du faisceau issu de la flamme et celle du faisceau issu de la source de référence.

(1) Cette correction ne s'impose que pour les montages de précision. Pour des mesures courantes, on peut utiliser des lentilles non corrigées à condition de ne conserver que les rayons centraux.

On trouvera dans ces publications l'étude détaillée de la question. Contentons-nous d'en rappeler ici les points principaux :

— les aberrations sphériques ont deux effets :

- a) elles introduisent une erreur sur la valeur absolue de la température mesurée;
- b) comme leur importance pour une même lentille varie en général avec la longueur d'onde de la lumière incidente, elles conduisent à trouver des températures différentes selon la longueur d'onde de la raie spectrale utilisée pour le renversement.

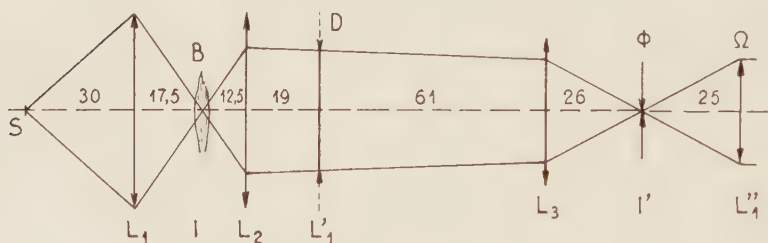


Fig. 7

Système optique pour la mesure de la température dans les flammes
par la méthode de Féry

S	L ₁	I	L ₂	L ₃	I'	L'' ₁
$d_s = 3 \text{ mm}$	$f_1 = 11,66 \text{ cm}$ $d_1 = 52 \text{ mm}$	$d_1 = 2 \text{ mm}$	$f_2 = 11,66 \text{ cm}$ $d_2 = 52 \text{ mm}$	$f_3 = 28,6 \text{ cm}$ $d_3 = 38 \text{ mm}$	$d_1' = 5 \text{ mm}$	$d_{L''_1} = 26 \text{ mm}$

L₁ = lentille achromatique présentant de fortes aberrations sphériques; Φ = fente du spectroscopie; Ω = objectif du collimateur; B = bunsen; S = lampe à ruban de tungstène

Echelle : abscisses : 1/10; ordonnées : 1/1

L'explication en est fort simple :

— prenons le cas d'une lentille présentant de fortes aberrations longitudinales :

LONGUEUR D'ONDE	LENTILLE $f = 11,6 \text{ cm}$
	mm
Lumière blanche	25
0,678 μ	30
0,637 μ	26
0,575 μ	23
0,498 μ	20
0,432 μ	17

L'image de cette lentille L₁ dont le contour diaphragme le faisceau est formée sur l'objectif du collimateur en L''₁ comme dans la figure 7.

Lorsqu'on observe l'image de cette lentille, la fente du spectroscopie largement ouverte, en déplaçant l'œil horizontalement dans le plan du spectre, on voit que cette image est de plus en plus déformée à mesure que l'on se déplace vers les grandes longueurs

d'onde pour lesquelles les aberrations longitudinales sont les plus fortes. L'aspect de cette image est représenté sur la *figure 8*.

Si l'œil se déplace verticalement dans le plan du spectre, c'est-à-dire parallèlement à la fente, il ne distingue plus, lorsque la pupille se trouve en haut ou en bas du spectre, qu'un croissant éclairé sur le bord supérieur ou sur le bord inférieur de la lentille du collimateur.

L'expérience suivante est très instructive :

a) une lentille collectrice, dont le diamètre est plus grand que la hauteur du spectre, est placée dans le plan de celui-ci. Ce verre de champ reçoit non seulement la lumière du spectre, mais aussi la lumière aberrante en haut ou en bas du spectre. Il donne sur un écran une image réelle de L''_1 , soit L'''_1 . Cette image est peu déformée et conserve à peu près le même diamètre lorsque la lentille est déplacée horizontalement le long du spectre ;

b) mais si l'on place un diaphragme sur cette lentille (un écran percé d'un petit trou de 1 mm de diamètre), l'image L'''_1 présente alors les mêmes déformations que celles

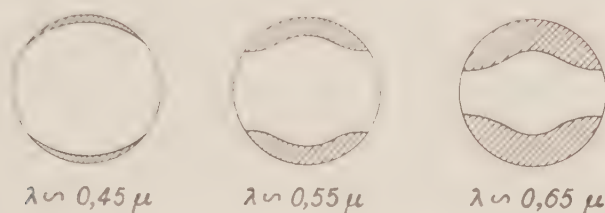


Fig. 8. — Aspect de l'image de la lentille L_1 sur l'objectif du collimateur en fonction de λ

Lorsque l'œil se déplace sur le spectre, des courtes longueurs d'onde aux grandes longueurs d'onde, il voit l'image de la lentille L_1 se déformer comme ci-dessus. Le cercle est le contour de l'objectif du collimateur. Les hachures couvrent la partie obscure

observées visuellement pour l'image L'''_1 . Cette image, à peu près circulaire dans le violet, s'étire en fuseau de plus en plus aplati vers les grandes longueurs d'onde;

c) si l'on place la lentille munie de son diaphragme parallèlement à la fente, l'image de l'objectif, lorsque le diaphragme est placé dans la partie supérieure ou inférieure du spectre, n'apparaît plus que comme un mince croissant;

d) ceci est valable lorsque la lumière provient de la source de référence; par contre, l'image réelle L'''_1 du collimateur est uniformément éclairée et ne présente pas de déformation avec le rayonnement de la flamme, la lentille fortement aberrante L_1 n'étant pas dans ce cas traversée par la lumière;

e) revenons au cas où la lumière incidente est celle de la source de référence. En limitant à l'aide d'un diaphragme la hauteur de l'image sur la fente du spectroscopie on peut supprimer la lumière aberrante au-dessus et au-dessous du spectre. Si l'on place sur le spectre la lentille collectrice sans son diaphragme pupillaire, l'image réelle de l'objectif du collimateur qu'elle forme sur un écran ne présente plus l'aspect décrit précédemment dans le cas a), mais elle est de nouveau déformée en fuseau comme dans b); par contre, la zone éclairée en forme de croissant en haut et en bas de l'objectif du collimateur n'apparaît plus lorsqu'on déplace verticalement la lentille collectrice, ce qui

montre que ces zones n'envoyaient des rayons que dans le halo de lumière aberrante au-dessus et au-dessous du spectre. Dans ce cas également, le rayonnement de la flamme éclaire uniformément et sans déformations l'objectif du collimateur quelle que soit la longueur d'onde de la raie considérée.

Ces différentes positions du verre de champ et des images L'''_1 sont schématisées sur la *figure 9*.

Ce groupe d'expériences permet d'affirmer que les aberrations de sphéricité du système optique placé entre la source de référence et la flamme sont une importante cause d'erreurs (*fig. 10*).

Le contour géométrique de la lentille L_1 joue en effet le rôle de diaphragme d'ouverture pour les deux rayonnements.

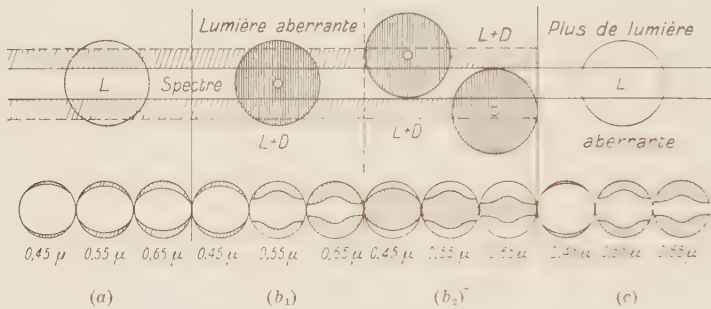


Fig. 9. — Étude expérimentale de l'effet des aberrations sphériques de la lentille L_1 sur l'aspect de son image sur l'objectif du collimateur du spectroscope

(a) Lentille collectrice L dans le plan du spectre : concentre à la fois la lumière du spectre et la lumière aberrante au-dessus et en dessous du spectre. Les images de L_1 sur l'objectif du collimateur sont à peu près circulaires et indépendantes de λ .

(b₁) Lentille collectrice L couverte d'un diaphragme pupillaire. L'image réelle de l'objectif du collimateur a même aspect que sur la *figure 8*. Les déformations en fonction de λ sont bien réelles.

(b₂) Lorsque la lentille et son diaphragme passent dans la lumière aberrante, l'image de l'objectif se réduit à un croissant supérieur ou inférieur complémentaire, pour chaque λ du fuseau du schéma de gauche.

(c) Si l'on supprime la lumière aberrante latérale du spectre en réduisant la hauteur de la fente par un diaphragme en V à glissières, l'image de l'objectif prend les mêmes déformations que sur la *figure 8* (vues directement à l'œil) ou que sur le schéma (b₁) de gauche.

Hachures : parties non éclairées

Le diaphragme réel placé sur son image L'_1 joue effectivement ce rôle pour la flamme.

Par contre, la partie utile, de la lentille L_1 qui limite le flux de la source éclairant le spectre dépend des aberrations sphériques de cette lentille, aberrations qui varient avec la longueur d'onde.

Or, l'angle solide déterminant l'éclairement du spectre continu est l'angle sous lequel on voit, d'un point du spectre, le fuseau [cas b) précédent] dont la surface décroît lorsque la longueur d'onde augmente. Les croissants inférieur et supérieur (*fig. 8*) qui complètent le fuseau central pour couvrir toute la surface de l'objectif, définissent l'éclairement de la lumière aberrante au-dessus et en dessous du spectre proprement dit.

L'éclairement d'une raie spectrale émise par la flamme est défini, par contre, par l'angle solide sous lequel on voit, d'un point de cette raie, la surface non déformée de l'objectif.

Si les aberrations sphériques de la lentille L_1 étaient identiques dans le rouge et dans le jaune, les températures mesurées à l'aide des raies du lithium et du sodium se correspondraient mais seraient également fausses. Comme ces aberrations sont en général différentes, non seulement les températures mesurées sont fausses, mais encore elles présentent entre elles un important écart n'ayant, il convient de le faire remarquer, aucune relation avec la loi de Kirchhoff.

Dans ces expériences, la forme fuselée de l'image L''_1 provient du fait que la source de référence est un ruban de tungstène dont la plus grande dimension est horizontale; si l'on place tout contre cette source un petit diaphragme circulaire ou si l'on remplace la lampe à ruban de tungstène par une pointolite à sphères, la forme fuselée disparaît, l'image L'''_1 étant un cercle de diamètre variable avec la longueur d'onde.



Exemple schématique de l'action des aberrations de sphéricité

Les bords de la lentille L_1 agissent comme une lentille de distance focale $f_A = 10,8$ cm et la partie centrale comme une lentille de distance focale $f_C = 12$ cm. Par suite, l'œil placé dans le plan I proche de l'image de Gauss, où l'image, entourée d'un halo, est nette, reçoit des rayons lumineux provenant de régions différentes de la lentille L_1 lorsqu'il se déplace dans ce plan

Lorsqu'on remplace la lentille L_1 par un objectif dont l'aberration sphérique a été corrigée pour l'image L'_1 , les déformations des images L''_1 ou L'''_1 en fonction de la longueur d'onde sont supprimées et les températures mesurées au même point à l'aide du lithium et du sodium sur une flamme de bunsen se correspondent bien comme on le voit dans le tableau ci-dessous :

LENTILLE ABERRANTE				LENTILLE CORRIGÉE			
		t° C	t° C			t° C	t° C
0,671 μ	0,589 μ	Na	Li	0,671 μ	0,589 μ	Na	Li
30 mm	24 mm	1 740	1 795	5 mm	5 mm	1 720	1 720
30 mm	24 mm	1 785	1 830	5 mm	5 mm	1 760	1 760

Il est donc nécessaire avant d'entreprendre des mesures de précision, de corriger au moins la partie du système optique comprise entre la source de référence et la flamme pour les aberrations de sphéricité ou de diaphragmer suffisamment le faisceau pour ne conserver que les rayons centraux (ouverture $f/10$, par exemple).

35. — POSITION DES DIAPHRAGMES

On lit notamment dans la note de FÉRY présentant sa méthode, que toute la surface de la lentille du collimateur doit être couverte, autrement dit que le contour de celle-ci doit servir de diaphragme. Nous allons montrer que cette manière de procéder peut conduire à des erreurs en raison de la lumière diffractée par la fente du spectroscopie lorsqu'elle est suffisamment fine, et qu'il est toujours nécessaire qu'un diaphragme réel limite, avant la fente, le rayonnement de la source auxiliaire et celui de la flamme au même angle solide.

En effet, on observe que s'il n'en est pas ainsi, le soin de diaphragmer les faisceaux étant laissé au contour de l'objectif du collimateur, la disparition de la raie dépend de la largeur de la fente.

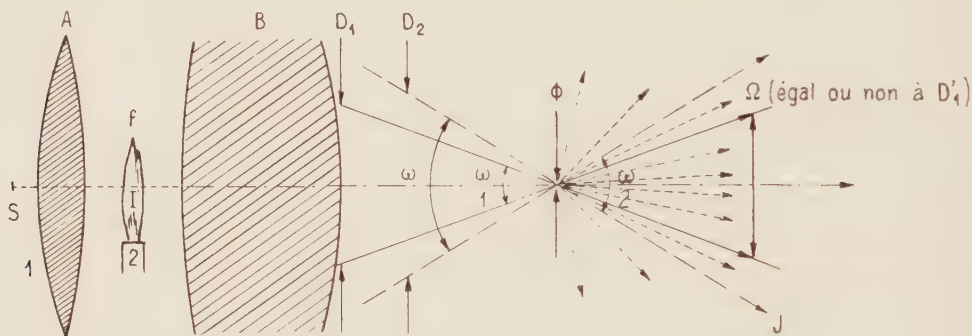


Fig. 11. — Explication du rôle de la diffraction pour la réapparition de la raie

Soit, dans le cas général, A le système optique entre la source S et la flamme F, B le système optique entre la flamme F et la fente du spectroscopie Φ . Supposons, qu'avant la fente Φ , les faisceaux de la flamme F et de la source S ne rayonnent pas dans le même angle solide, mais dans des angles solides différents : $\omega_2 > \omega_1$. Lorsque la fente Φ est largement ouverte, un rayon géométrique tel que J est arrêté par le contour de l'objectif du collimateur qui peut alors servir de diaphragme commun aux deux rayonnements. Mais si la fente Φ est très fine, elle se comporte comme une source rayonnant dans toutes les directions. Une partie de l'énergie lumineuse transportée par le rayon J, par exemple, se répartit à l'intérieur de l'angle solide ω_1 . La raie disparue avec une fente large réapparaît alors en brillant. Au contraire, si un diaphragme D_1 réel est placé avant la fente Φ pour ramener les deux rayonnements au même angle solide, la diffraction joue de la même façon pour chacun d'eux et la largeur de la fente n'a pas d'influence sur la disparition de la raie

Si l'on se reporte à la figure 11, on voit qu'en l'absence d'un diaphragme réel en L'_1 , les points de la flamme qui ont leurs conjugués sur la fente envoient des rayons à l'extérieur du contour de l'image L''_1 . Quand la fente du spectroscopie est large et que les phénomènes de diffraction n'intéressent qu'une faible partie de l'énergie lumineuse, ces rayons sont arrêtés par le diaphragme placé en L''_1 sur l'objectif du collimateur. Si la fente est très fine (de 5 à 20 μ) elle commence à envoyer, par suite de la diffraction, des rayons dans toutes les directions. Le rayonnement géométriquement arrêté par le diaphragme L''_1 , envoie, dès lors, de l'énergie lumineuse dans l'angle solide limité par ce diaphragme. Il en résulte que la diminution de la largeur de la fente fait réapparaître la raie en brillant.

Inversement, la raie disparue avec une fente fine réapparaît en sombre lorsque l'ouverture de la fente s'accroît.

Si, par contre, un diaphragme réel limite à une ouverture commune les deux faisceaux avant la fente du spectroscope, les phénomènes de diffraction agissent de la même façon pour les deux rayonnements et la largeur de la fente n'a plus d'influence sur la mesure.

Le tableau (fig. 12) donne les températures mesurées sur une flamme de bunsen, variables avec la largeur de la fente.

OUVERTURE DU FAISCEAU	LARGEUR DE LA FENTE $\varphi = 6 \times \mu$	$t^{\circ} \text{C}$ Na
f 10	5	1 725
f 10	4	1 735
f 10	3	1 755
f 10	2	1 795
f 10	1	1 860
f 12	3	1 745
f 15	3	1 732
f 12	2	1 785
f 15	2	1 770

Fig. 12

36. — CONDITIONS A REMPLIR PAR LE SYSTÈME OPTIQUE

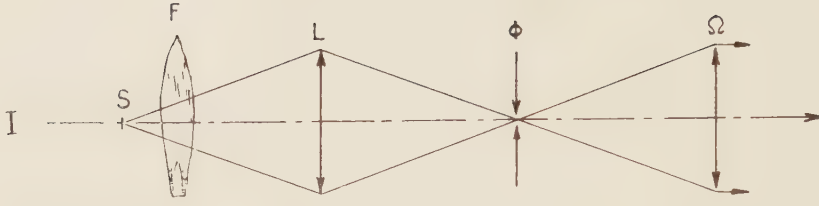
Il résulte de ces considérations qu'un système optique destiné à mesurer la température d'une flamme par la méthode du renversement des raies doit répondre à quatre conditions : les deux premières sont obligatoires, les deux dernières sont facultatives, mais leur observation assure une plus grande précision aux mesures. Ce sont :

1° un diaphragme réel, placé avant la fente du spectroscope, doit limiter au même angle solide l'ouverture des faisceaux de la flamme et de la source de référence;

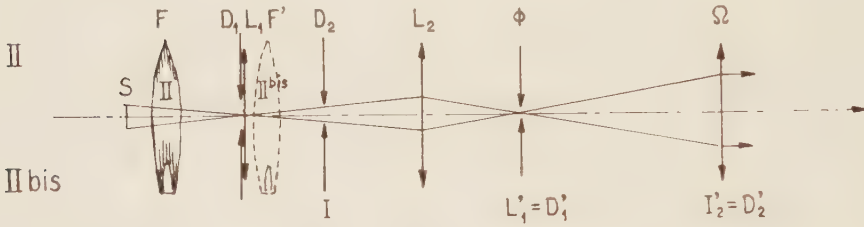
2° les aberrations sphériques du système optique, et plus spécialement de la partie comprise entre la source de référence et la flamme, doivent être corrigées. Dans le cas où l'on ne peut utiliser un objectif spécial, on doit se limiter aux rayons centraux par l'emploi de pinceaux lumineux étroits;

3° on doit utiliser le flux lumineux maximum compatible avec la condition précédente, ce qui conduit en général à faire coïncider le diaphragme d'ouverture avec la première lentille;

4° l'axe vertical de la flamme doit de préférence se trouver dans un plan conjugué de la fente.

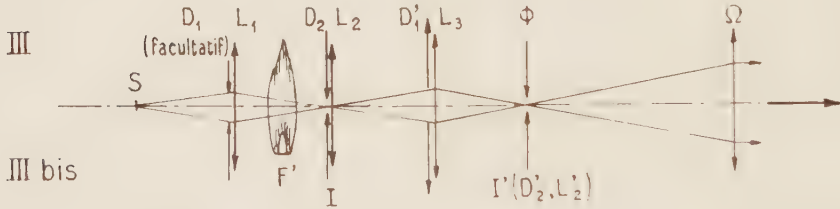


Montage de Féry et de Kurlbaum : répond à la condition 1 (contour lentille L), à la condition 3 ; ne répond ni à la condition 2, ni à la condition 4



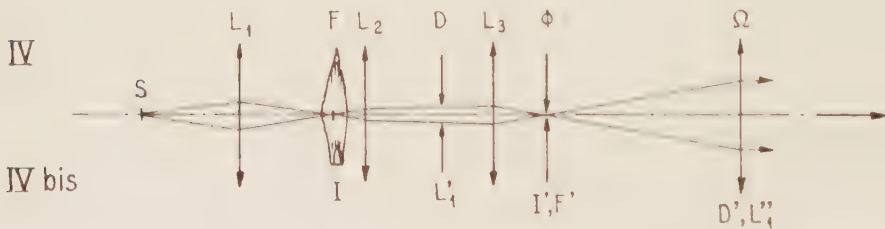
Montages dérivés du précédent : répond aux conditions 1 (D_2), 2 (D_1), 3 ; ne répond pas à la condition 4

II : la flamme est en F ; II bis : la flamme est en F



Amélioration du montage II bis : les images objectives et les images pupillaires coïncident avec des lentilles : répond aux conditions 1 (D_1), 2 (D_2), 3 ; ne répond pas à 4

III bis : diaphragme D'_1 en avant de L_3 qui donne une image de S sur la fente et une image de D'_1 sur l'objectif



Montages dérivés de IV et IV bis : répond aux quatre conditions. L_2 le plus près possible de I et F ; L_3 donne une image virtuelle de I et une image réelle de L_1

Fig. 13. -- Evolution du système optique

Ces conditions sont évidemment valables pour la méthode de Kurlbaum. En outre, comme nous l'avons vu, la précision des mesures est augmentée en utilisant le détecteur photométrique de sensibilité au contraste maximum et dans la méthode de Féry en réduisant la largeur de la fente, ce qui suppose un spectroscopie dispersif et lumineux. Ces conditions sont illustrées par la *figure 13* sur laquelle on voit, à partir du montage de Féry, les différents perfectionnements que l'on peut concevoir pour assurer à la méthode la plus grande précision possible.

La description du dispositif expérimental avec lequel ont été effectuées les recherches présentées dans ce travail montrera qu'on s'est efforcé de respecter les différentes conditions définies ci-dessus.

LE DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

37. SYSTÈME OPTIQUE POUR LA MÉTHODE DE FÉRY

La source de référence est une lampe à ruban de tungstène S. Le faisceau lumineux issu de S traverse successivement un objectif L_1 qui donne de S une image réelle I_1 . La lentille L_2 reporte l'image I_1 en I_2 sur la lentille L_3 , en même temps qu'elle forme

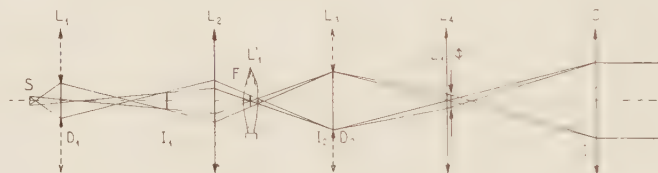


Fig. 14. — Système optique pour la méthode de Féry

S = source de référence : 1,25 mm

$I_1 = 5$ mm, $I_2 = 15$ mm, $I_3 = 21$ mm, images de S

Focales : $L_1 = 60$ mm, $L_2 = 80$ mm, $L_3 = 126$ mm, $L_4 = 170$ mm,

C = objectif du collimateur = 400 mm. Diaphragmes : $D_1 = 10$ mm,

$D_2 = 15$ mm. Images de L_1 : $L'_1 = 2,5$ mm, $L'_1 = 3,25$ mm. Distances

entre les lentilles : S — $L_1 = 7,5$ cm, L_1 — $L_2 = 40,7$ cm, L_2 — $L_3 = 32,1$ cm,

L_3 — $L_4 = 29$ cm, L_4 — $\Phi = 0,4$ cm, Φ — C = 40 cm. Position des

images : L_1 — $I_1 = 30$ cm, L_2 — $I_2 = 9,9$ cm, L_4 — $L'_1 = 0,4$ cm

Ouverture du faisceau reçu par le spectroscopie : $f/20$

une image de l'objectif L_1 en L'_1 dans la flamme. La lentille L_3 forme une nouvelle image de L'_1 un peu en arrière de la lentille L_4 qui ramène cette image sur la fente Φ du spectroscopie et forme l'image de I_2 en I_3 sur l'objectif du collimateur (fig. 14).

Un diaphragme D_1 est placé sur l'objectif L_1 . Un second diaphragme D_2 coïncide avec l'image I_2 de I et avec la lentille L_3 . Il limite l'ouverture du faisceau issu de la source S et celle du faisceau issu de la flamme au même angle solide.

Les distances focales des différentes lentilles sont :

$$f_1 = 60 \text{ mm}, \quad f_2 = 80 \text{ mm}, \quad f_3 = 126 \text{ mm}, \quad f_4 = 170 \text{ mm}.$$

La focale de l'objectif du collimateur est $f_5 = 40$ cm.

Distance source-objectif : 75 mm.

Distances :

- lentilles $L_1 - L_2$: 40,7 cm ;
- lentilles $L_1 - L_3$: 32,1 cm ;
- lentilles $L_3 - L_4$: 29 cm ;
- lentille L_4 - fente : 0,4 cm.

Diaphragme :

- $D_1 = 1$ cm ;
- $D_2 = 1,5$ cm.

Diamètre de l'image L'_1 dans la flamme = 2,5 mm.

Diamètre de l'image sur la fente du spectroscopie = 3,25 mm.

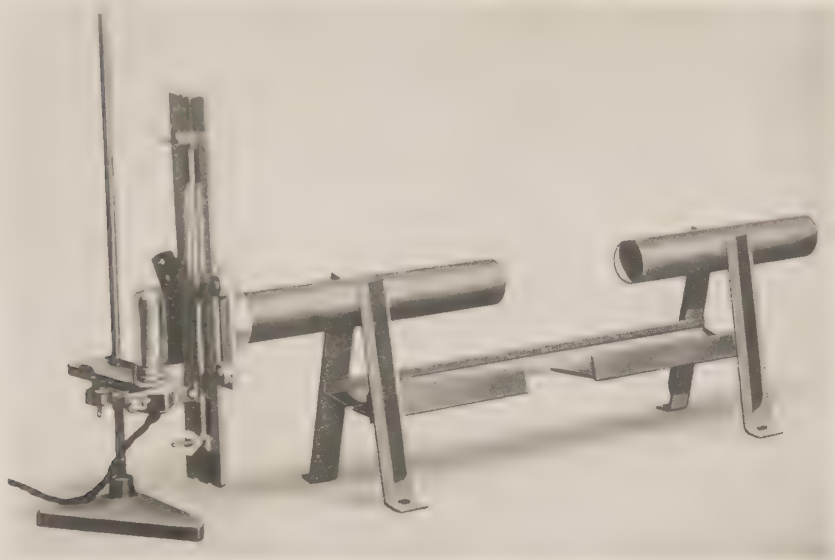


Fig. 15. — Appareil de mesure des températures de flammes

On distingue de gauche à droite : la lampe à ruban de tungstène, le chariot porte-coin, le tube 1 portant le système optique antérieur à la flamme ; le second tube optique 2. Entre les deux tubes, l'espace ménagé pour le brûleur à étudier

Ouverture du faisceau par rapport à l'objectif du collimateur du spectroscopie : $\frac{1}{20}$.

On voit que le système optique a été conçu pour que ce soit non pas l'image du filament de S qui soit formée dans la flamme mais l'image du diaphragme D_1 . Ceci permet en effet de placer sur le diaphragme D_1 un coin optique de façon à obtenir une image dégradée dans la flamme et sur la fente du spectroscopie : un tel mode opératoire est utile dans certaines mesures photographiques car il permet d'obtenir sur un seul cliché une raie présentant une région sombre, une région brillante, le point de renversement se déterminant par analyse microphotométrique.

On a cherché d'autre part à se rapprocher le plus possible des meilleures conditions théoriques définies dans le chapitre précédent. La condition 1 (p. 45) est satisfaite,

la condition 2 également; l'objectif L_1 est un ménisque présentant un minimum d'aberrations sphériques pour la position de l'image I_1 : $p' = 30$ cm.

(Aberration longitudinale maximum : 0,5 mm.)

L'objectif L_2 est formé d'un ménisque dont l'aberration longitudinale pour la position de l'image I_2 est du même ordre de grandeur que la précédente.

La condition 3 est satisfaite : on a fait coïncider les images objectives et les images pupillaires avec des lentilles, sauf pour l'image dans la flamme qui doit être placée à une distance suffisante des lentilles pour ne pas les échauffer.

Enfin, la condition 4 est également satisfaite.

Le système optique est monté sur un appareil (*fig. 15*) réalisé par l'Atelier de Mécanique du Centre de Recherches Scientifiques, Industrielles et Maritimes. Il comprend deux tubes séparés coaxiaux, l'un portant les lentilles L_1 et L_2 (tube 1), l'autre les lentilles L_2 et L_3 (tube 2) entre lesquels est ménagé un espace de 20 cm réservé à la flamme dont

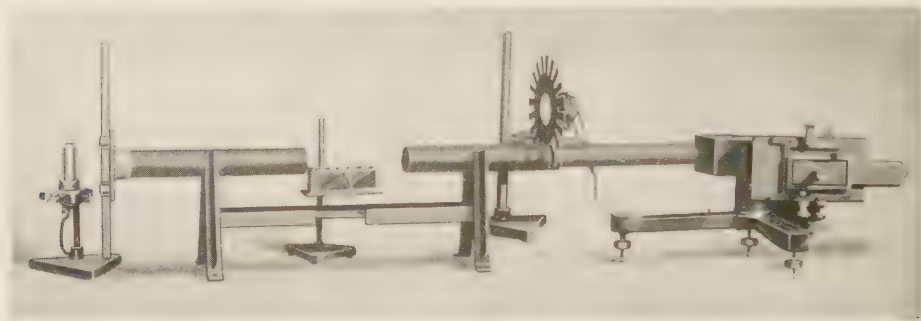


Fig. 16. — Ensemble de l'appareillage

De gauche à droite : la lampe à ruban de tungstène, l'appareil de mesure de température, le brûleur, le disque à créneaux pour la modulation des faisceaux lumineux, enfin le spectroscopie

on veut mesurer la température. Les deux tubes sont reliés par un socle indéformable monté sur vis calantes. Au tube (1) sont adaptés également un chariot orientable verticalement ou horizontalement, portant un coin optique, et un support réglable pour la lampe à ruban de tungstène.

Le spectrographe a été spécialement calculé par le Service d'Optique du Centre de Recherches Scientifiques, Industrielles et Maritimes (M. DRATZ) pour répondre aux conditions établies également dans le précédent chapitre (*fig. 16*).

Ses caractéristiques en flint dense sont les suivantes :

indice : 1,263;

constringence : $v = 36$;

deux prismes de hauteur 40 cm, au minimum de déviation;

diamètre des objectifs : 40 mm;

focale de l'objectif de chambre : 280 mm (objectif ouvert à $f/7$);

focale de l'objectif du collimateur : 400 mm (ouvert à $f/10$);

fente d'entrée : hauteur 10 mm;

— dispersion : 90 Å par mm.

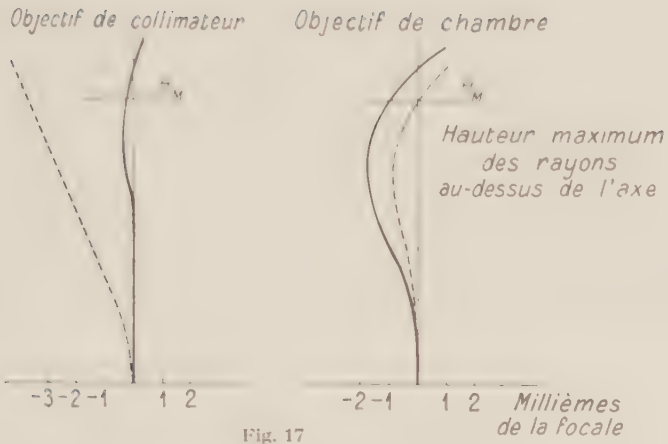


Fig. 17

Courbes d'aberrations de sphéricité (traits pleins)
et de coma (pointillé) de l'objectif du collimateur
et de l'objectif de chambre du spectroscopie

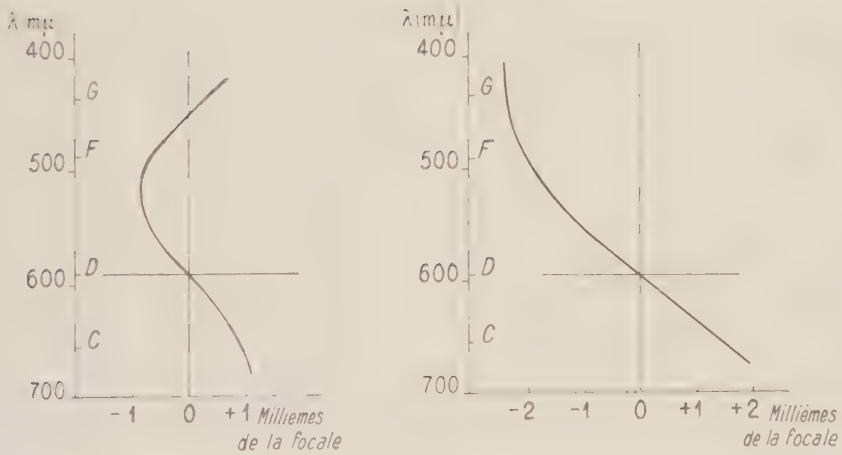


Fig. 18

Chromatisme axial de l'objectif du collimateur et de l'objectif de chambre
du spectroscopie

Correction des aberrations.

POUR LE COLLIMATEUR :

— aberration sphérique maximum :

$$f \times \frac{4}{10000} = 0,16 \text{ mm} \quad (\text{fig. 17});$$

— coma à 5 mm de l'axe : 0,04 mm;

— aberrations chromatiques : chromatisme sur l'axe de la raie F à la raie C : 0,6 mm (*fig. 18*).

POUR L'OBJECTIF DE CHAMBRE :

— aberration sphérique : 0,05 mm (*fig. 17*);

— aberrations chromatiques : chromatisme sur l'axe de la raie C à la raie G : 1,06 mm (*fig. 18*);

— longueur du spectre : 30 mm. Inclinaison de 2°;

— le spectre est observé au moyen d'un oculaire de grandissement 5.

38. CIRCUIT ÉLECTRIQUE D'ALIMENTATION DE LA LAMPE A RUBAN DE TUNGSTÈNE

Le filament d'une telle lampe a une faible résistance et l'intensité sous laquelle on doit l'alimenter dans les conditions habituelles de fonctionnement est de l'ordre de 15 A sous 6 V.

A 15 A, la lampe a une température de brillance de 2 150° K. La température des flammes que l'on se propose de mesurer s'étale entre 2 000 et 2 500° K dans la plupart des cas, c'est-à-dire qu'à peu près toutes les mesures correspondront à des intensités comprises entre 13 et 19 A, soit une bande relativement étroite de 6 A à l'extrémité de l'échelle de l'ampèremètre. Quel que soit l'ampèremètre utilisé, la précision des lectures pourra rarement excéder le 1/10 d'ampère, et comme une variation d'un ampère entraîne une variation de 70° en moyenne, une appréciation de 7° sera déjà à la limite des possibilités.

Pour remédier à cet inconvénient, le circuit a été disposé de telle façon que l'on puisse ramener l'appareil de mesure au zéro pour n'importe quelle valeur de l'intensité, ce qui représente un changement d'origine. Il suffit alors de choisir une sensibilité de l'instrument telle par exemple qu'un ampère, compté à partir de 15 A comme origine (0 de l'instrument), soit étalé sur tout le cadran.

Ceci est pratiquement réalisé, comme le représente la *figure 18 bis*. La tension d'alimentation prise aux bornes d'une série d'accumulateurs de grande capacité est de 20 V. Un rhéostat permet de régler le courant; un rhéostat de faible résistance, en série, peut être court-circuité par un manipulateur selon la technique préconisée par MENDOUSSE.

Dans le circuit de la lampe aux bornes de laquelle se trouve un voltmètre V_1 sont placés un ampèremètre A et une résistance R_0 réunie au pôle — de l'accumulateur.

Il se produit aux bornes de R_0 une chute de tension :

$$V_{R_0} = R_0 I \quad (I \text{ courant dans la lampe}).$$

On constitue une seconde maille par un accumulateur de 2,1 V de résistance interne R_a , dont le pôle — est réuni par un conducteur sans résistance à la borne — de la batterie de 30 V, deux boîtes de résistance R_1 et R_2 et un interrupteur I_2 couplé avec l'interrupteur I_1 .

Une troisième maille enfin est formée par la réunion des bornes des résistances R_0 et R_2 par une branche comportant un millivoltmètre de résistance R_g et un interrupteur.

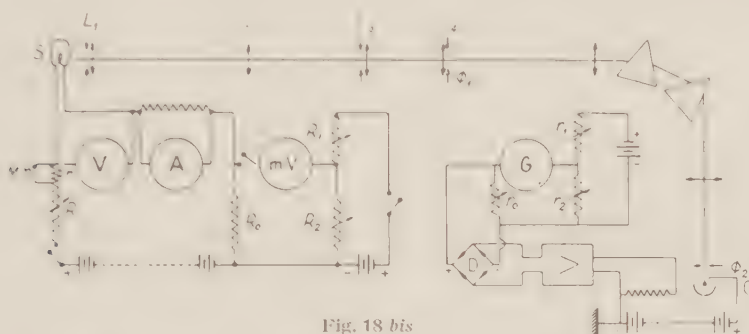


Fig. 18 bis

Schéma du circuit électrique du montage pour les mesures de température

- V = voltmètre aux bornes de la lampe;
- A = ampèremètre pour lectures directes;
- mV = millivoltmètre pour les lectures potentiométriques;
- G = galvanomètre du circuit de cellule;
- $R_0 = 0,0476$ ohms;
- $R_1 = 60, 70, 80, 90$ ohms;
- $R_2 = 30$ ohms;
- r_0, r_1, r_2 = résistances correspondantes du circuit de cellule;
- C = cellule photoélectrique;
- D = redresseurs en pont;
- M = manipulateur pour court-circuiter la résistance T ;
- R = rhéostat de réglage du courant dans la lampe S ;
- Φ_1 = fente d'entrée;
- Φ_2 = fente de sortie.

L'échelle du millivoltmètre est graduée de 0 à 100 et la division 100 correspond à une tension aux bornes de 0,1 V.

On établit facilement la relation entre l'intensité I d'alimentation de la lampe et la déviation x (comptées en millivolts) de l'aiguille du millivoltmètre :

$$I = \frac{x}{1000 R_0} \left(1 + \frac{R_2}{R_g} \cdot \frac{R_1}{R_1 + R_2 + R_a} \right) + \frac{2,1 R_2}{R_0 (R_1 + R_2)};$$

$$R_0 = 0,0476 \text{ ohms.}$$

L'expérience montre qu'on couvre toute l'étendue de l'échelle de température exigée par les mesures en prenant :

$$R_2 = 30 \text{ ohms} \quad \text{et} \quad R_1 = 60, 70, 80, 90 \text{ ohms.}$$

On aurait réduit l'étendue de chaque échelle et rendu la résistance du millivoltmètre négligeable en prenant des valeurs dix fois plus faibles pour ces résistances, soit $R_2 = 3$ ohms et $R_1 = 6, 7, 8, 9$ ohms, mais nous avons préféré réduire le débit de l'accumulateur de 2 V pour ne pas avoir pendant toute la durée des mesures de variation absolue des échelles, due à une décharge sensible de l'accumulateur.

R_a est alors négligeable devant $R_1 + R_2$.

$R_g = 28$ ohms.

Les quatre échelles correspondant aux valeurs de $R_1 = 60, 70, 80$ et 90 ohms, sont définies par les quatre équations :

$$I = 0,0360 x + 14,69$$

$$I = 0,0368 x + 13,22 \quad \left\{ \begin{array}{l} I \text{ en ampères,} \\ x \text{ en millivolts.} \end{array} \right.$$

$$I = 0,0373 x + 12,02$$

$$I = 0,0379 x + 11,01$$

Le zéro du millivoltmètre correspond respectivement dans chaque échelle à une intensité de 11,01 A, 12,02 A, 13,22 A, et 14,69 A.

L'ensemble des quatre échelles couvre ainsi un domaine de 7,78 A. Le début et la fin de deux échelles successives se recouvre, ce qui permet de vérifier l'exactitude des formules précédentes.

Si l'on apprécie une demi-division du millivoltmètre, ce qui est au-dessous des possibilités, l'appareil comportant un cadran réfléchissant et une aiguille plate, on lit $\frac{3,7}{200} = 0,018$ A $\sim \frac{2}{100}$ d'ampère, soit 1,4°, valeur très inférieure aux erreurs sur les lectures pyrométriques $\sim 5^\circ$.

En pratique, l'obtention d'une aussi bonne précision dépend de la résistance R_0 dans laquelle il passe en moyenne 15 A et qui doit transformer en chaleur une énergie de 10,7 W/s.

La puissance dégagée n'est donc pas négligeable et les dimensions de la résistance doivent être choisies pour que l'échauffement soit faible, faute de quoi sa valeur serait modifiée par la variation de la résistivité en fonction de la température.

Soit θ la température de la résistance, θ' la température ambiante; $\theta - \theta'$ étant faible, on peut utiliser la loi de Newton :

$$\theta - \theta' = KS (\theta - \theta') = 0,24 \frac{\rho l}{s} I^2.$$

Nous avons constitué la résistance R par trois mèches en charbon pour lampe à arc intensif, en parallèle. Chacune a une longueur $l = 60$ cm, un diamètre $d = 16$ mm. La résistivité à 20° est $1,78 \cdot 10^{-3}$ ohms/cm. Résistance $r = 0,1128$ ohm. Surface latérale : $301,7$ cm². Résistance de l'ensemble: $R = 0,0476$ ohm. Avec $K = 0,4$, $\theta - \theta' \sim 0,01^\circ$.

Pour assurer un bon contact, les extrémités des charbons sont encastrées dans des logements cylindriques en cuivre étamé. Cette résistance s'est montrée bien constante,

sa valeur ne varie pas de 1/1000 lorsque le courant passe. Elle est fixée sur un support à claire-voie pour favoriser la convection de l'air.

39. APPAREILLAGE POUR LA MÉTHODE DE KURLBAUM

Le même système optique est utilisé pour la méthode de Kurlbaum, ce qui permet de faire des comparaisons avec la méthode de Péry sans rien changer à la disposition du brûleur, avec la même source de référence et le même chemin optique du faisceau à travers la flamme.

Le spectrographe est utilisé en monochromateur en lui adjoignant une fente oculaire de même largeur spectrale que la fente d'entrée. Une cellule photoélectrique cæsium sur oxyde d'argent, sensible dans le rouge et l'infra-rouge, est placée derrière cette fente.

Le faisceau lumineux est modulé à une fréquence de 1 000 Hz à l'aide d'un disque à créneaux tournant à 3 000 tr mn.

Le brûleur est monté sur une glissière qu'on peut déplacer sur un banc d'optique pour escamoter la flamme et la remettre ensuite à sa première position. Le support du brûleur est lui-même réglable en hauteur au moyen d'une vis.

40. — CIRCUIT DE MESURE DU COURANT DE CELLULE

Ce circuit a été réalisé avec l'aide de P. GÉRARD (radioélectricien au Centre de Recherches Scientifiques, Industrielles et Maritimes).

Le courant de cellule est d'abord amplifié à l'aide d'un amplificateur basse fréquence comportant quatre étages d'amplification. Les caractéristiques de cet amplificateur sont les suivantes :

- gain : 15 000 ;
- bande-passante : 20 à 25 000 Hz ;
- tension d'entrée de l'ordre de 100 μ V ;
- circuit de sortie à basse impédance ;
- alimentation stabilisée (transformateur saturé) ;
- taux de régulation : pour une variation de 20% de la tension du secteur, variation de la tension de sortie < 1 % (*fig. 19*).

La tension de sortie est redressée par un montage en pont comprenant un cuproxyde dans chaque branche, puis appliquée aux bornes d'un galvanomètre A.O.I.P. à sensibilités multiples (sensibilité max. $12 \cdot 10^{-9}$ A/mm). Comme dans le cas des intensités d'alimentation de la lampe, il importe de pouvoir mesurer avec précision une faible variation du courant de cellule en opérant un changement d'origine selon le principe même qui nous a guidé pour les courants d'alimentation.

Dans ce but, une tension opposée convenablement réglable à l'aide d'un potentiomètre est appliquée aux bornes du galvanomètre, comme l'indique la *figure 18*, dont

on remarquera l'analogie avec le montage de mesure des intensités. Le dispositif, muni d'un galvanomètre A.O.I.P. sensible à $12 \cdot 10^{-9}$ A/mm, se caractérise par une stabilité remarquable et permet de détecter des variations de températures très faibles.

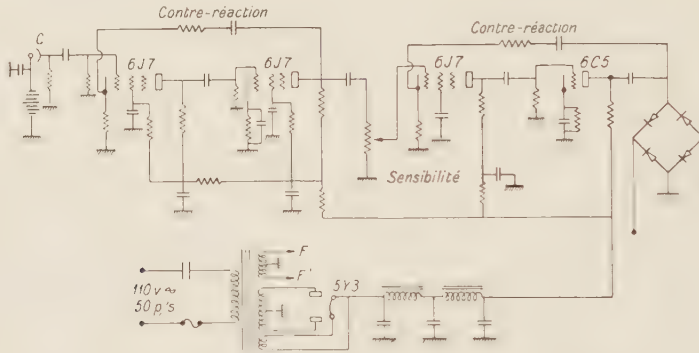


Fig. 19. — Amplificateur stabilisé pour cellule photoélectrique

A 2000° C par exemple, une variation de 10° de la température de brillance provoque une déviation de vingt unités (20 mm) sur le cadran du galvanomètre. A 1600° C, la déviation pour 10° est encore de 5 mm.

On peut donc facilement apprécier une variation de 2 à 5° dans la température, limite qu'on ne peut guère dépasser à cause des fluctuations de cet ordre auxquelles la température de la flamme est constamment soumise.

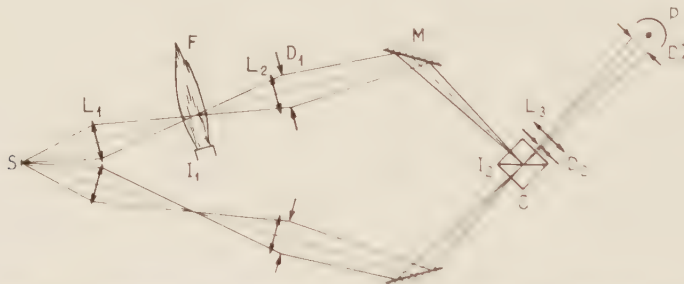


Fig. 20. — Montage à double circuit transformé en méthode photoélectrique

S = lampe à ruban de tungstène (2 mm); $I_1 = 3$ mm, $I_2 = 12$ mm : images de S;
 D_1 diaphragme = 2 cm; D_1' image de $D_1 = 1$ cm; D_2 = diaphragme semi-circulaire tournant;
 M = miroir aluminé; C = cube de Lummer; P = cellule photo-électrique; F = flamme.

Distances focales : $L_1 = 6$ cm, $L_2 = 8$ cm, $L_3 = 13$ cm

Distances entre les lentilles : $SL_1 = 10$ cm, $L_1 I_1 = 15$ cm, $L_1 L_2 = 25$ cm,

$L_2 L_3 = 42$ cm, $L_3 C = 40$ cm, $L_2 D_1' = 20$ cm

La position des miroirs M est définie en appelant L la longueur du chemin optique SC et l la distance SM par la formule :

$$l = (\sqrt{3} - 1) L \quad \text{ici } L = 75 \text{ cm,} \quad l = 54,9 \text{ cm}$$

11. APPAREIL PHOTOÉLECTRIQUE A DOUBLE CIRCUIT

Nous avons d'autre part réalisé un autre montage pour la méthode de Kurlbaum (fig. 20), semblable au double circuit optique de G. RIBAUD précédemment décrit. Mais, les mesures ne sont pas faites visuellement comme dans ce montage.

Un détecteur différentiel de l'écart des brillances entre les deux plages a été réalisé d'une façon très simple :

un roulement à billes de 6 cm de diamètre est encastré par son contour extérieur dans un support en plomb. On a monté à l'intérieur du roulement un tube axial de 2.5 cm de diamètre muni d'un diaphragme circulaire de 12 mm de diamètre, une moitié de ce diaphragme étant obturée par un écran métallique semi-circulaire dont le bord diamétral a été soigneusement travaillé (*fig. 21*). Le tube est entraîné par un moteur électrique et le diaphragme tourne sur lui-même. L'écran semi-circulaire balaie la surface de l'image donnée par le cube de Lummer. On règle l'appareil pour que cette image soit effectivement diaphragmée par le diaphragme circulaire et pour que l'écran semi-circulaire couvre une plage provenant de l'un ou de l'autre des deux faisceaux.



Fig. 21. — Photographie du diaphragme semi-circulaire tournant à l'intérieur d'un roulement à billes pour moduler l'image de deux plages contiguës données par un cube de Lummer

Une cellule photoélectrique est placée sur l'image du second diaphragme du faisceau. Après amplification en alternatif, la tension de sortie est appliquée aux plaques d'un tube cathodique.



Soient b_1 et b_2 les brillances respectives de chaque plage. Dans la position de départ, l'écran couvre entièrement la plage b_2 , le flux reçu par la cellule est proportionnel à b_1 .

Lorsque l'écran a tourné d'un angle θ , la brillance est :

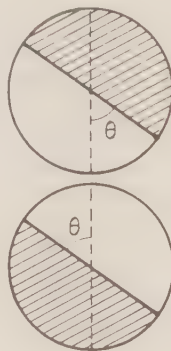
$$b = \frac{\theta}{\pi} b_1 + \frac{\theta}{\pi} b_2 = B = b_1 + \frac{\theta}{\pi} (b_2 - b_1).$$

Lorsque l'écran a fait un demi-tour $\theta = \pi$:

$$B = b_2,$$

et l'équation devient :

$$B = b_2 + \frac{\theta}{\pi} (b_1 - b_2).$$



Lorsque les deux plages présentent une différence de brillance $b = b_1 - b_2$, on voit apparaître sur l'écran de l'oscillographe une courbe en dents de scie, d'amplitude $b_1 - b_2$ et de période 2π (fig. 22).

Si $b_1 = b_2$, l'amplitude de cette courbe s'annule.

Ainsi, un tel montage donne directement l'écart entre les brillances des deux plages. Il permet d'établir l'égalité des plages et par suite la température cherchée par une méthode de zéro et à ce titre, il est très séduisant.

Il n'est pas nécessaire, contrairement à ce que l'on pourrait croire, d'effectuer un réglage très minutieux de la position de l'écran semi-circulaire par rapport à une demi-plage. S'il est décalé, la symétrie de la courbe en dents de scie est seulement affectée, mais non pas l'annulation de l'amplitude.

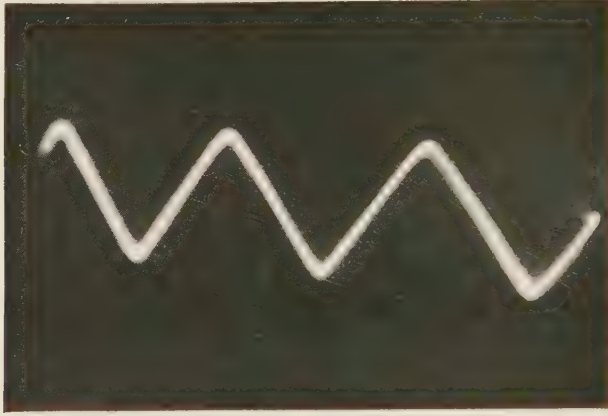


Fig. 22. — Courbe en dents de scie donnée par le dispositif ci-dessus sur l'écran d'un oscillographe cathodique lorsque les brillances b_1 et b_2 des deux plages sont différentes

Par contre, pour atteindre une grande sensibilité qui ne dépend en fin de compte que de la sensibilité de la cellule photoélectrique au contraste et de la stabilité et du gain de l'amplification, il faut que le système optique atteigne une grande perfection.

En effet, tout défaut de l'image, toute tache sur une lentille, toute dissymétrie dans l'éclairage provoque une fluctuation parasite du spot de l'oscillographe. De plus, la construction de l'appareil doit être très solide, les lentilles montées sur des socles indéformables.

Mais même avec un montage sommaire comme celui que nous avons réalisé avec les moyens courants du laboratoire, on parvient à une amplitude de 3 à 4 cm pour une différence de température de brillance de 50° à 2 000°. On peut assez facilement apprécier 10°.

Une série de mesures a été effectuée avec ce dispositif et avec l'appareillage décrit au paragraphe 39. On doit noter que l'emploi de filtres colorés (série de Wratten) ne convient pas avec une cellule sensible dans le rouge et l'infra-rouge, la longueur d'onde effective ne pouvant être bien définie si l'on n'élimine pas complètement l'infra-rouge.



Fig. 23

Le brûleur comporte cinq bees en stéatite
La cuve est remplie d'eau de refroidissement



Fig. 23 bis

Le brûleur en position sur son support à glissières

Des filtres interférentiels avec une bande-passante bien définie sont indispensables.

Même en éliminant l'infra-rouge à l'aide d'une cuve remplie d'une solution diluée de sulfate de cuivre, il ne nous a pas été possible d'obtenir des résultats précis avec un filtre Wratten rouge (n° 70). Par contre, avec une cellule sensible aux courtes longueurs d'onde et un filtre Wratten bleu (n° 76), les résultats des deux méthodes ont été très concordants.

42. — LE BRULEUR

Le brûleur, représenté sur les *figures 23 et 23 bis*, comporte cinq becs en stéatite, distants de 2 cm, dépassant seulement de quelques mm le niveau de l'eau de réfrigération circulant dans une cuve au fond de laquelle ils sont fixés. Les becs sont interchangeables; nous en avons utilisé de différents calibres. Ils peuvent également être obturés lorsqu'on veut se servir seulement de l'un ou de plusieurs d'entre eux. Ces becs à acétylène en stéatite (marque Le Coq) que l'on trouve habituellement dans le commerce, ne présentent

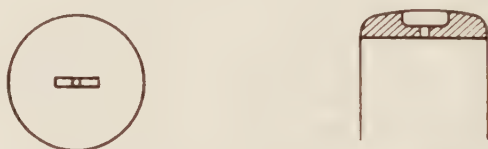


Fig. 24. — Plan et coupe d'un bec en stéatite

pas une très grande régularité. Ils sont percés d'une petite fente pratiquée au fond d'une cuvette rectangulaire (*fig. 24*) de 2 mm de long sur 0,5 mm de large. La fente, perpendiculaire à la cuvette, a 0,5 mm de long sur 0,5 mm de large.

Il est nécessaire de retoucher ces becs papillons à l'aide d'une fine pointe d'acier pour les amener à donner des flammes plates identiques.

Lorsqu'on les utilise tels quels, ils donnent des flammes de petites dimensions : 1,5 cm de haut sur 1,2 cm de large. Nous avons effectué des séries de mesures sur de telles flammes et sur des flammes de plus grandes dimensions obtenues en élargissant la fente de chaque bec.

Malheureusement, dans ce cas, les flammes sont limitées latéralement par deux cornes qu'il est très difficile de rendre parfaitement symétriques. Les mesures sont effectuées dans le rideau gazeux incandescent, de faible épaisseur, tendu entre les deux cornes (*fig. 25*).

Quelques mesures ont également été faites sur une flamme cylindrique donnée par un bec en cuivre percé d'un trou circulaire de 0,5 mm de diamètre.

Comme nous l'avons déjà dit, le brûleur est monté sur un socle qui permet de le déplacer verticalement au moyen d'une vis, le socle coulissant lui-même sur un banc d'optique.

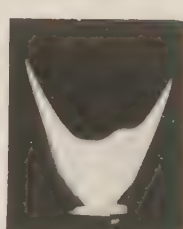


Fig. 25. — Flammes données par le brûleur

En haut : vue du brûleur avec ses cinq flammes

Au milieu : vue de face d'une seule flamme pour les pressions 2, 4, 6, 8, 10 cm d'eau
(section de 0,0049 cm²)

En bas : cinq flammes vues de face pour les pressions 4, 6 et 8 cm d'eau

43. — RÉGULATION DU DÉBIT GAZEUX

La pression de l'acétylène alimentant le brûleur est soumise à de constantes variations à la sortie du détendeur de la bouteille. Une constance tout à fait remarquable a été obtenue en introduisant dans le circuit gazeux, tout de suite après le détendeur, un tube en verre (*fig. 26*) de 1 cm de diamètre, dont le fond a été percé d'un trou de 0,2 mm à l'aide d'un fil de tungstène. La pression en amont de ce diaphragme atteint 1 kg/cm². Elle est en aval de quelques cm d'eau. Une variation de 10 % de la pression en amont n'affecte pas sensiblement la pression en aval.

44. — MESURE DU DÉBIT GAZEUX

Le circuit gazeux (*fig. 28*) comporte un premier manomètre différentiel à eau dont la dénivellation se lit sur papier millimétré, puis un compteur-sec (marque Garnier) dont le cadran gradué de 0 à 10 l permet de lire le 1/2 dl. A la sortie du compteur, le gaz traverse un pulvérisateur électrolytique qui permet d'introduire une suspension de sel métallique dans la flamme, puis un flacon de 2 l rempli de ponce sulfurique.

Avant le brûleur est placé un second manomètre à eau qui, dans le montage, est fixé à côté du manomètre d'entrée. La comparaison des indications des deux manomètres permet de vérifier que la perte en charge dans le circuit ne varie pas.

45. — LE PULVÉRISATEUR ÉLECTROLYTIQUE ⁽¹⁾

Cet appareil, dont nous avons donné des descriptions dans d'autres publications [66], a été perfectionné. Rappelons-en brièvement le principe :

Lorsqu'une étincelle électrique jaillit entre la surface d'une solution conductrice et une électrode extérieure, elle provoque, dans le cas où cette dernière électrode est positive, la pulvérisation du liquide en fines gouttelettes d'environ 1 μ de diamètre, contenant tous les solutés présents dans la solution.

Le débit du brouillard est fortement augmenté si la solution est absorbée dans une matière poreuse.

C'est pourquoi la cellule de pulvérisation comporte une mèche en verre fritté qui plonge dans le liquide. Deux électrodes viennent à 1 mm environ de son extrémité libre. L'appareil est alimenté en courant de haute fréquence amortie au moyen d'une petite bobine à rupteur (*fig. 27*).

La pulvérisation a lieu alternativement à chaque électrode, à chaque phase positive. Si ces électrodes étaient faites d'un simple fil métallique, l'acétylène serait fortement pyrogéné et du noir de fumée remplirait bientôt le tube, empêchant l'appareil de fonctionner.

(1) L'étude du mécanisme de cette pulvérisation a fait l'objet de notre deuxième thèse.



Fig. 26. — Tube de régulation de débit

Le gaz arrive par l'ajutage sous pression élevée de l'ordre de 1 kg/cm².
Le fond du tube comporte un trou de 0,2 mm de diamètre percé
à l'aide d'un fil de tungstène (vraie grandeur)



Fig. 28. — Schéma du circuit gazeux

A : acétylène comprimé ; B : tube de régulation de
débit ; C : compteur-sec ; D : pulvérisateur électrolytique ;
E : ponce sulfurique ; F : flamme ; P et Q : manomètre
d'entrée et de sortie



Fig. 27. — Tube de pulvérisation électrolytique

On voit à l'intérieur du tube la mèche en verre fritté. On remarque
une électrode latérale et une électrode au fond du tube

Nous avons réalisé des électrodes faites d'un fil fin en platine (ou en tungstène) enrobé de verre jusqu'à l'extrémité qui malgré tout reste libre (*fig. 29*). Il est tout à fait remarquable que ce type d'électrodes ne provoque aucune pyrogénéation de l'acétylène bien que l'étincelle jaillisse de la même façon, à tel point qu'il n'est pas possible de déceler le moindre noircissement dans le tube après le passage de plusieurs mètres cubes d'acétylène.

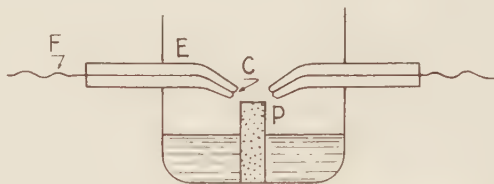


Fig. 29. — Électrodes du pulvérisateur électrolytique
P : électrode en verre poreux; E : électrode en verre enrobant
un fil de platine F; C : canal de la décharge

Ce fait tendrait à montrer, en passant, que la décomposition de l'acétylène est un phénomène d'électrodes et non dû à l'étincelle.

Ce dispositif est très pratique pour colorer les flammes par des vapeurs métalliques (sels de sodium, lithium, cæsium, potassium, thallium) car il est d'une grande

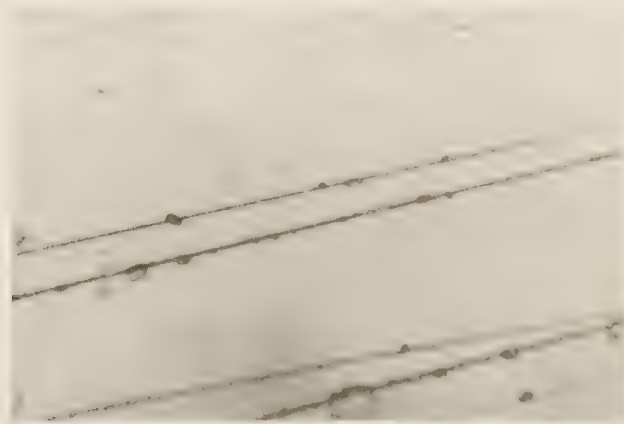


Fig. 30. — Microphotographie de cristaux salins sortant du vase à ponce sulfurique; recueillis sur fils de plexiglass (Technique de Demon). Sur le cliché : 1 μ — 2 mm

stabilité et son fonctionnement se commande à volonté par un simple bouton électrique pour la durée d'une mesure.

La finesse du brouillard lui permet de traverser le flacon de ponce sulfurique dans lequel, par suite de l'atmosphère desséchée, l'eau des gouttelettes s'évapore et est absorbée par l'acide sulfurique. Il arrive dans la flamme une suspension homogène de très fins cristaux salins secs qui ne peuvent fausser la température par introduction de vapeur d'eau (*fig. 30*).

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

46. — DESCRIPTION D'UNE MANIPULATION

L'expérience consiste à effectuer en un même point de la flamme une mesure de température par la méthode de Kurlbaum et une mesure de température par la méthode de Féry, en maintenant constants le débit du gaz et la pression d'alimentation du brûleur.

L'image de la source de référence est formée sur la petite surface de la flamme dont on veut déterminer la température. Cette surface est une image conjuguée de la fente du spectroscopie. Elle a 3 mm de haut et au maximum 2 mm de large.

La flamme est placée perpendiculairement au faisceau de telle manière que son axe de symétrie vertical coupe l'axe optique. L'ordonnée du point sur lequel porte la mesure est donc la distance entre le sommet du bec et l'intersection de l'axe optique avec l'axe de symétrie de la flamme (*fig. 31*).

Des couples de mesure (Kurlbaum et Féry) doivent être effectués à différentes distances du bec, en alimentant le brûleur sous diverses pressions. La question se pose de savoir si toutes les mesures seront d'abord effectuées à des hauteurs et pressions variées, par l'une des deux méthodes et, si une fois cela terminé, elles seront reprises dans les mêmes conditions par l'autre méthode ou, au contraire si, pour chaque hauteur et chaque pression, on fera alterner une mesure par la méthode de Kurlbaum puis une mesure par la méthode de Féry.

La seconde formule paraît plus sûre parce que les paramètres qui définissent la flamme ont moins de chance de varier dans le second cas. Mais cette façon d'opérer est aussi beaucoup plus longue, parce qu'elle nécessite l'utilisation du spectroscopie alternativement en spectroscopie puis en monochromateur et qu'elle oblige à un nouveau réglage des instruments pour chaque mesure.

La première est plus rapide, autorisant des séries de mesures sans retouche du réglage et elle peut être aussi précise lorsqu'on est certain de pouvoir reproduire une flamme rigoureusement identique. L'utilité de deux manomètres, l'un à l'entrée, l'autre à la sortie du circuit gazeux, est donc manifeste.

En réalité, nous avons adopté une solution moyenne, consistant à effectuer une série comprenant au maximum une dizaine d'essais avec une méthode, puis à refaire ces mêmes essais avec l'autre.

De plus, nous avons dans chaque série effectué postérieurement des mesures de contrôle en reprenant pour quelques points des essais avec les deux méthodes alternées. La reproductibilité des résultats s'est montrée très satisfaisante dans tous les cas.

Conformément aux prescriptions énoncées dans les chapitres précédents (§ 33) on recherche, en diminuant la largeur de la fente du spectroscopie, le meilleur contraste

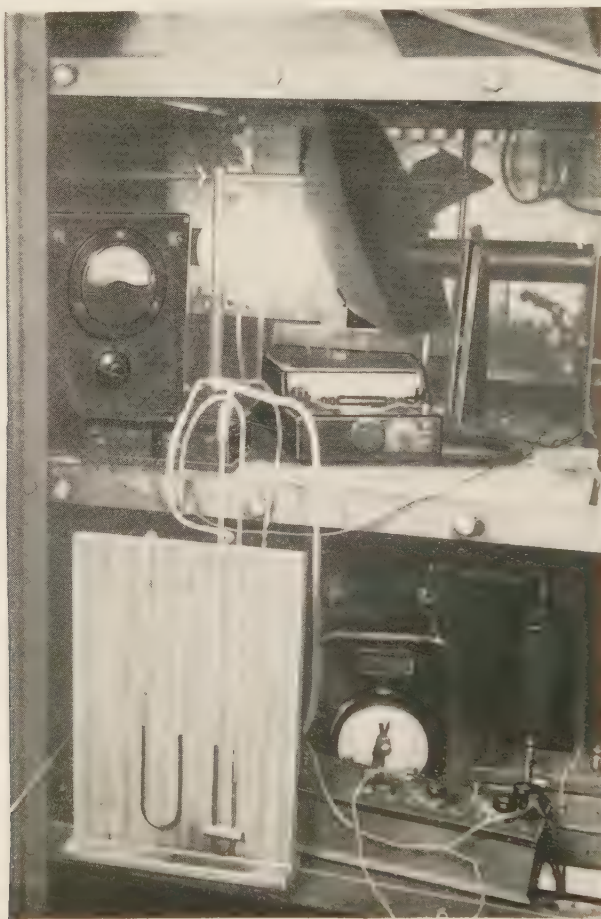


Fig. 31. — Vue de l'installation au cours d'une mesure

On distingue en haut le brûleur, l'appareil de mesure de température, les instruments de mesures électriques. En bas, les manomètres et le compteur à gaz

compatible avec la luminosité et le pouvoir de résolution. La disparition de la raie est provoquée en agissant sur le courant dans la lampe à ruban de tungstène à l'aide du rhéostat. L'expérience montre qu'il est préférable, dans la mesure du possible, de faire manipuler ce rhéostat par un aide, l'attention de l'expérimentateur pouvant mieux se concentrer sur la raie. Celui-ci se contentera de court-circuiter à l'aide d'un manipulateur, la petite résistance annexe en série afin de faire osciller la brillance de la raie de part et d'autre du point de renversement.

Pour chaque essai, il est bon d'effectuer plusieurs lectures dont on prendra la moyenne.

La pulvérisation électrique du sel dans le gaz est strictement limitée à la durée de la lecture et les becs souvent nettoyés avec un linge humide pour enlever les dépôts de fins cristallites, qui, sans cette précaution, finiraient par déformer la flamme.

Lorsqu'on opère à l'aide de la méthode de Kurlbaum, un aide retire la flamme du champ de l'appareil puis la remet en place en faisant glisser le support du brûleur sur un rail. La flamme étant escamotée, on amène le spot du galvanomètre au zéro pour une certaine brillance de la source de référence en agissant au moyen du potentiomètre sur la tension continue en opposition. Puis on remet la flamme en place; si la déviation du spot du galvanomètre, positive ou négative selon que la brillance de la source de référence n'est pas assez ou est trop élevée, dépasse une vingtaine de divisions (mm) on fait varier l'intensité d'alimentation de la lampe par tâtonnements jusqu'à ce que la déviation ne dépasse pas cette valeur. Comme on se trouve alors dans la région voisine de la température cherchée, on procède systématiquement en faisant varier l'intensité dans la lampe de dixième en dixième d'ampère et en notant, chaque fois, les déviations correspondantes du galvanomètre avec la flamme escamotée et interposée.

Le dispositif à double circuit est plus simple à manipuler puisqu'il suffit de régler l'intensité dans la lampe de telle manière que la courbe en dents de scie ait une amplitude de plus en plus faible jusqu'à l'annulation complète. Mais, il faut transporter le brûleur du dispositif Féry à l'appareil à double circuit. Cela s'effectue par une simple rotation du support, ce qui demande néanmoins un nouveau réglage, d'où l'avantage également de faire des séries de mesures sur chaque appareil.

17. — PROGRAMME GÉNÉRAL DES ESSAIS

On commence par construire une courbe d'étalonnage permettant de faire correspondre aux lectures d'intensité électrique les températures de brillance de l'image de la source de référence dans la flamme. On détermine ensuite les vitesses d'écoulement du gaz à la sortie des becs du brûleur en fonction de la pression et du calibre des becs.

Ceci fait, on passe aux essais proprement dits qui comprennent :

a) les mesures de températures T_F et T_K (FÉRY et KURLBAUM) sur une seule flamme en différents points de l'axe vertical de la flamme et pour des pressions comprises entre 1 et 12 cm d'eau.

Mais, à cause de la faible épaisseur de la flamme, le pouvoir émissif n'est pas élevé et, de ce fait, une certaine indétermination peut exister sur le renversement de la raie du sodium. Cette indétermination est encore bien plus importante avec la raie du lithium dont il devient à peu près impossible de percevoir le renversement.

C'est pourquoi un brûleur à cinq flammes a été prévu, le facteur d'absorption A de l'ensemble étant en effet $A_\lambda = 1 - \tau_\lambda^5$ (τ_λ = facteur de transmission d'une seule flamme).

Soit par exemple $\alpha_\lambda = 0,03$ le facteur d'absorption d'une seule flamme (facteur de transmission $\tau_\lambda = 0,97$) et $A = 1 - 0,97^5 = 0,14$.

Le tableau ci-dessous résume quelles sont les incertitudes sur la mesure aux environs de 2 300° K avec une flamme puis avec cinq flammes lorsque les observations sont visuelles (pyromètre) ou photoélectriques.

La sensibilité au contraste photométrique de l'œil sera prise égale à 1/200; celle du dispositif photoélectrique est de l'ordre de 1/1000.

	OËIL		CELLULE PHOTOÉLECTRIQUE	
	1 FLAMME	5 FLAMMES	1 FLAMME	5 FLAMMES
$\frac{\Delta b}{b}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{28}$	$\frac{1}{30}$	$\frac{1}{140}$
$\frac{\Delta T}{T}$	$\frac{1}{60}$	$\frac{1}{280}$	$\frac{1}{300}$	$\frac{1}{1\ 400}$
ΔT	38°	8°	8°	2°

Le dispositif photoélectrique permet d'effectuer des mesures assez précises sur une seule flamme; par contre, les déterminations visuelles faites par la méthode de Féry présenteraient une imprécision inacceptable. L'expérience montre cependant que le pouvoir émissif du sodium dans la flamme est nettement plus élevé que la valeur relative aux particules de carbone donnée dans ce calcul. En pratique les écarts entre plusieurs mesures dépassent rarement 15°.

Avec une série de cinq flammes, l'indétermination sur le renversement de la raie est comme on le voit bien plus petite. Au point de vue photométrique, les mesures peuvent être faites dans de très bonnes conditions, même avec la raie du lithium. Mais il convient de remarquer que si les mesures sont plus faciles, elles ne sont sans doute pas beaucoup plus précises. En effet, il n'est nullement certain que les cinq flammes sont à tel point identiques que des écarts supérieurs à 10° n'existent pas entre elles. Nous avons vu qu'il est très difficile de tailler des becs rigoureusement identiques.

D'autre part, si la température dans chaque flamme n'est pas tout à fait uniforme et que, par suite, les températures T_F et T_K présentent de petits écarts, ceux-ci ne pourront être qu'amplifiés lorsqu'on opérera sur cinq flammes: c'est bien ce que l'expérience confirmera;

b) le programme des essais comportera donc la répétition des mesures sur une série de cinq flammes pour les longueurs d'onde 0,67 μ et 0,455 μ en Kurlbaum, et 0,67 μ et 0,589 μ en Féry; puis :

c) mêmes expériences avec des becs d'un autre calibre;

d) mesure des pouvoirs émissifs et des températures de brillance;

e) détermination des températures des particules de carbone à partir du pouvoir émissif et de la température de brillance, comparaison avec les résultats de la méthode de Kurlbaum.

Vérification de la loi de Kirchhoff.

18. ÉTALONNAGE DE LA SOURCE DE RÉFÉRENCE

Celui-ci s'effectue en portant sur un graphique les températures de brillance de l'image dans la flamme, mesurées au pyromètre optique à disparition de filament, en fonction de l'intensité électrique traversant la lampe à ruban de tungstène. Le faisceau est dirigé sur l'objectif du pyromètre au moyen d'un prisme à réflexion totale dont le facteur de transmission est inférieur à 1; $\tau = \frac{16 n^2}{(n+1)^4}$, avec $n = 1,55$, $\tau = 0,90$.

Les températures de brillance lues seront donc corrigées en utilisant la formule :

$$\frac{1}{S'} - \frac{1}{S} = \frac{\lambda \times 2,303}{C_2} \log_{10} \tau.$$

On trouve d'ailleurs dans les tables (RUBAUD, *Pyrometrie optique*, p. 321) les valeurs des corrections toutes calculées.

Les intensités électriques sont calculées à l'aide des quatre équations données page 54, en fonction des indications du millivoltmètre pour les valeurs de $R_1 = 60, 70, 80$ et 90 ohms.

Ces calculs sont contrôlés par les indications de l'ampèremètre en série. Les quatre tableaux (*fig. 32 à 35*) donnent la correspondance entre les indications du millivoltmètre (en mV), les intensités en 10^{-2} A et les températures de brillance (corrigées du fait de la transmission du prisme à réflexion totale) en degrés absolus.

Ces températures de brillance sont relatives à la longueur d'onde effective du pyromètre à verre rouge : $\lambda = 0,665 \mu$.

Les courbes correspondantes sont représentées *figures 32 bis à 35 bis*. Il va sans dire que l'étalonnage est souvent contrôlé au cours des mesures que l'on n'effectue jamais sans vérifier soigneusement l'état de propreté des surfaces des lentilles entre la source de référence et la flamme.

19. — CORRECTIONS DE COULEUR

Du fait que le tungstène ne rayonne pas comme un corps gris, les températures de brillance correspondant à différentes longueurs d'onde ne sont pas identiques et, les courbes d'étalonnage précédentes ayant été établies pour $\lambda = 0,665 \mu$, il faut leur apporter les corrections pour les longueurs d'onde $\lambda = 0,671 \mu$ (raie du lithium), $\lambda = 0,589 \mu$ (doublet du sodium), $\lambda = 0,455 \mu$, raie bleue du cæsium, qu'on utilise au cours des mesures.

La brillance spectrale du ruban de tungstène pour une longueur d'onde λ , s'exprime en fonction du pouvoir émissif de couleur et de la température de couleur par l'équation :

$$b_\lambda = \varepsilon_c C_1 \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{C_2}{\lambda T_c}},$$

où :

ε_c = pouvoir émissif de couleur;

T_c = température de couleur.

mV	$R_1 = 90 \text{ ohms}$ $I = 1\,101 \pm 3,79 x$	
	$I \cdot 10^2$	T° K 0,665 μ
0	1 101	1 740
10	1 139	1 780
20	1 177	1 820
30	1 215	1 855
40	1 253	1 905
50	1 291	1 942
60	1 329	1 983
70	1 367	2 013
80	1 405	2 028
90	1 443	2 075
100	1 481	2 105

I en A · 10⁻² x en mV

Fig. 32

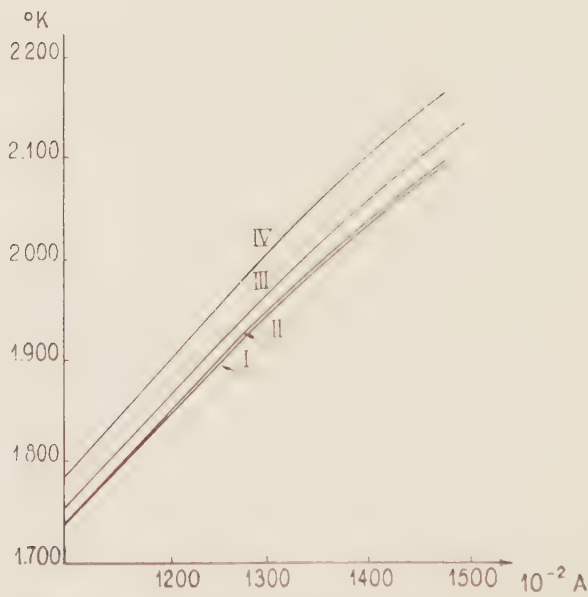


Fig. 32 bis. — Courbes d'étalonnage de la source de référence en fonction de l'intensité, de 11,01 à 14,81 A ($R_1 = 90$); échelle 100° = 13 mm, 1 A = 13 mm

I = 0,671 μ , II = 0,66 μ ,
 III = 0,589 μ , IV = 0,455 μ .

mV	$R_1 = 80 \text{ ohms}$ $I = 1\,202 + 3,73 x$	
	$I \cdot 10^{-2}$	$I - I_0$ $0,665 \mu$
0	1 202	1 845
10	1 239	1 890
20	1 276	1 928
30	1 313	1 963
40	1 351	2 000
50	1 388	2 031
60	1 423	2 060
70	1 463	2 090
80	1 500	2 115
90	1 538	2 142
100	1 575	2 170

$I \text{ en } A \cdot 10^{-2} \qquad x \text{ en mV}$

Fig. 33

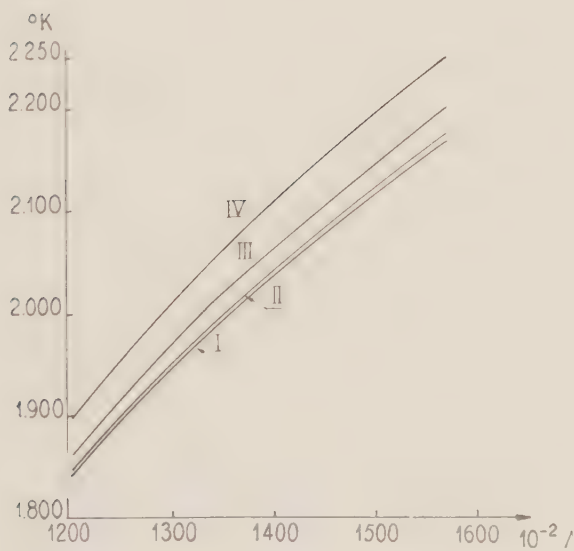


Fig. 33 bis. — Courbes d'étalonnage de la source,
 de 13,22 à 16,9 A ($R_1 = 80$);
 échelle : $100^\circ = 13 \text{ mm}$
 $1 \text{ A} = 13 \text{ mm}$

mV	$R_1 = 70 \text{ ohms}$ $I = 1\,322 + 3,68 x$	
	$I \cdot 10^2$	$T^\circ \text{K}$ $0,665 \mu$
0	1 322	1 973
10	1 358	2 005
20	1 395	2 035
30	1 432	2 063
40	1 469	2 092
50	1 506	2 125
60	1 543	2 148
70	1 579	2 175
80	1 616	2 198
90	1 653	2 225
100	1 690	2 253

$I \text{ en } A \cdot 10^{-2} \quad x \text{ en mV}$

Fig. 34

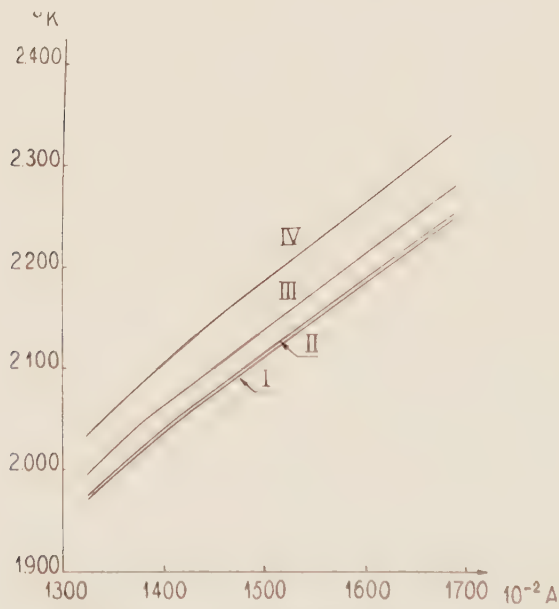


Fig. 34 bis. — Courbes d'étalonnage de la source, de 13,22 à 16,90 A ($R_1 = 70$)

mV	$R_1 = 60 \text{ ohms}$ $I = 1.469 + 3,6 x$	
	$I \text{ en } 10^{-2} \text{ A}$	$T^\circ \text{ K}$ $0,665 \mu$
0	1.469	2.095
10	1.503	2.120
20	1.541	2.147
30	1.577	2.172
40	1.613	2.192
50	1.649	2.223
60	1.685	2.260
70	1.721	2.273
80	1.757	2.303
90	1.793	2.327
100	1.829	2.353

Fig. 35

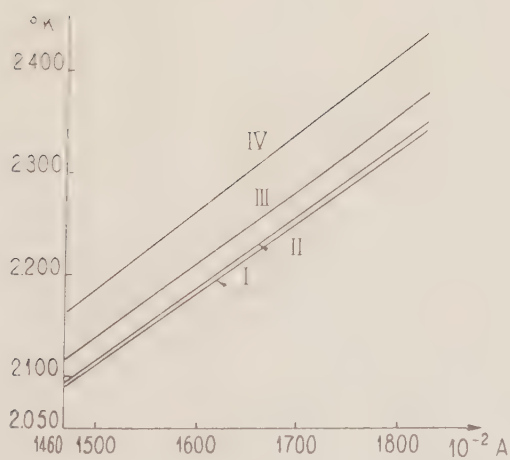


Fig. 35 bis. — Courbes d'étalonnage de la source, de 14,69 à 18,29 A

Elle est aussi égale à la brillance spectrale du corps noir de température S_λ :

$$b_\lambda = C_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda S_\lambda}}.$$

S = température de brillance pour la radiation λ .

D'où :

$$\varepsilon_c = e^{-\frac{C_2}{\lambda T_c}} = e^{-\frac{C_2}{\lambda S_\lambda}}.$$

En passant aux logarithmes :

$$\text{colog}_e \varepsilon_c = \frac{C_2}{\lambda} \left(\frac{1}{S} - \frac{1}{T_c} \right).$$

Les températures de brillance dans tout le spectre visible vont donc obéir à la loi simple :

$$\frac{1}{S_\lambda} - \frac{\lambda \text{ colog}_e \varepsilon_c}{C_2} = \frac{1}{T_c}.$$

La courbe $\frac{1}{S_\lambda}$ en fonction de λ est une droite dont la pente est une fonction simple du pouvoir émissif de couleur et dont l'ordonnée à l'origine est égale à $\frac{1}{T_c}$.

Soit donc $S_{\lambda_1} = f(i)$ la courbe des températures de brillance de la source de référence en fonction de l'intensité électrique pour la longueur d'onde λ_1 . La courbe $S_{\lambda_2} = g(i)$ s'en déduira facilement. En posant en effet $\sigma_\lambda = \frac{1}{S_\lambda}$, on obtient :

$$\sigma_\lambda = A \lambda + B, \quad \Delta \sigma_\lambda = A \Delta \lambda.$$

avec :

$$A = \frac{2,303 \cdot \text{colog}_{10} \varepsilon_c}{14\,320}.$$

Les valeurs de ε_c pour le tungstène en fonction de la température de brillance $S_{0,665\mu}$ se trouvent dans les tables (RIBAUD, *Traité de Pyrométrie optique*, tabl. 67, p. 448).

Le tableau (*fig. 36*) et les courbes (*fig. 36 bis*), donnent les valeurs des corrections en fonction de la température de brillance pour $\lambda = 0,665 \mu$.

A l'aide de ces corrections on construit, à partir de la courbe d'étalonnage de la lampe à ruban de tungstène, pour la longueur d'onde $\lambda = 0,665 \mu$ les courbes correspondant aux longueurs d'onde $0,671$, $0,589$ et $0,455 \mu$ (*fig. 36 bis*).

50. — MESURE DES DÉBITS GAZEUX

Comme l'indique le schéma (*fig. 28*) du circuit gazeux, le compteur et le dispositif de coloration de la flamme sont intercalés entre deux manomètres différentiels, l'un après la bouteille d'acétylène, l'autre avant le brûleur. Si, en effet, la résistance de la canalisation vient à augmenter par suite d'un colmatage partiel de la ponce sulfurique ou

S° K	$\lambda = 0,671 \mu$	$\lambda = 0,589 \mu$	$\lambda = 0,445 \mu$
	degrees	degrees	degrees
1 673	1	14	41
1 723	1	15	43
1 773	1	16	46
1 823	1	17	49
1 873	1	18,5	52
1 923	1	20	56
1 973	1	21	60
2 023	1	22	63
2 073	2	23	67
2 123	2	25	71
2 173	2	27	74
2 223	2	28	78
2 273	2	30	82
2 323	2	31	86
2 373	3	32	90

Fig. 36

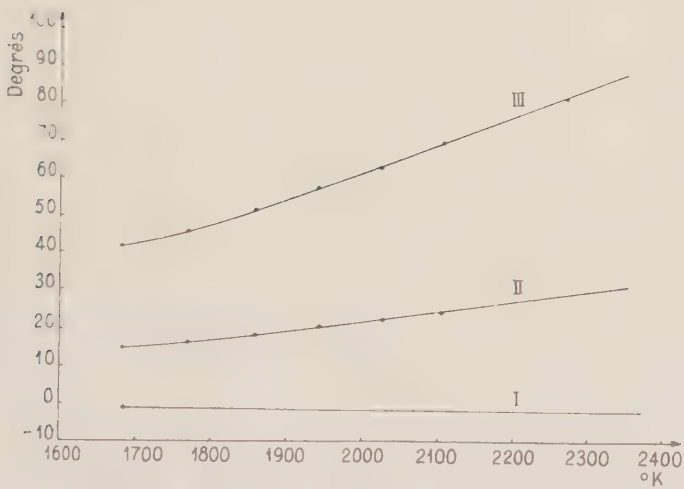


Fig. 36 bis. — Courbes des corrections à apporter à la température de brillance d'une lampe à ruban de tungstène mesurée avec un pyromètre de $\lambda = 0,665 \mu$, pour les longueurs d'onde :

$\lambda = 0,671$ (I) $\lambda = 0,589$ (II) $\lambda = 0,455$ (III)

pour toute autre cause, le maintien de la même pression dans le brûleur nécessite une augmentation de la pression dans la partie antérieure à la ponce sulfurique dont fait partie le compteur. La comparaison des deux manomètres permet de déceler cette anomalie. Si d'autre part les orifices des becs viennent à être partiellement obturés, la comparaison des deux manomètres en fournit également l'indication; ainsi, le contrôle permanent de la perte en charge dans la canalisation, de la pression dans le brûleur et du débit permet d'effectuer des séries d'expériences très reproductibles.

Lorsqu'on utilise des becs de différents calibres alimentés sous la même pression gazeuse, la vitesse du jet gazeux est inversement proportionnelle à la section s de l'orifice des becs. Le coefficient de striction dépend en outre de la forme de cet orifice; nous admettons que ce coefficient μ est de l'ordre de 0,5.

Soit G le débit mesuré au compteur sous la pression p et soit H la pression atmosphérique à laquelle se trouve pratiquement le gaz en débouchant des becs du brûleur.

A la température ambiante (18°), la vitesse moyenne du gaz à la sortie du brûleur sera caractérisée par l'équation :

$$\mu u = \frac{Gp}{s \cdot H};$$

nous prendrons comme valeur caractéristique de la vitesse d'éjection du gaz (avec $\mu \sim \frac{1}{2}$:

$$u = 2 \frac{Gp}{s \cdot H},$$

où G est le débit mesuré en cm^3 par seconde à l'aide du compteur, s est en cm^2 et u est donné en mètre par seconde.

C'est par cette valeur que nous caractériserons la flamme plutôt que par la pression dans le brûleur.

Les expériences seront faites sur des becs de deux calibres différents : $s_1 = 0,0025 \text{ cm}^2$ et $s_2 = 0,0049 \text{ cm}^2$, alimentés sous une pression variable entre 1 et 12 cm d'eau.

Les débits G mesurés, ainsi que les vitesses u calculées par la formule précédente sont donnés en fonction de la pression et du calibre du bec dans le tableau (*fig. 37*) ci-contre (courbes, *fig. 37 bis*).

51. — RÉSULTATS OBTENUS SUR UNE SEULE FLAMME

Comme nous l'avons indiqué, les mesures sur une seule flamme mince sont difficiles en raison du pouvoir émissif relativement faible (1). Des exemples de la détermination de la température par la méthode de Kurlbaum sont donnés par les graphiques (*fig. 38*).

(1) Ces mesures ne doivent être considérées que comme des limites inférieures en raison du faible pouvoir émissif d'une seule flamme plate.

SECTION DU BEC cm ²	PRESSION DANS LE BRULEUR cm d'eau	DÉBIT POUR UN BEC G cm ² /s	VITESSE D'ÉJECTION u m/s
25 . 10 ⁻⁴	1,5	1,5	12
25 . 10 ⁻⁴	2,5	2,4	19
25 . 10 ⁻⁴	5	3,5	28
25 . 10 ⁻⁴	7,5	4,4	35
25 . 10 ⁻⁴	10	5	40
49 . 10 ⁻⁴	1		8
49 . 10 ⁻⁴	2	2,7	11
49 . 10 ⁻⁴	3		14,5
49 . 10 ⁻⁴	4	4,1	17
49 . 10 ⁻⁴	5		19,5
49 . 10 ⁻⁴	6	5,4	22
49 . 10 ⁻⁴	7		24
49 . 10 ⁻⁴	8	6,3	26
49 . 10 ⁻⁴	9		28
49 . 10 ⁻⁴	10	7,4	30
49 . 10 ⁻⁴	11		31,5
49 . 10 ⁻⁴	12	8	33

Fig. 37

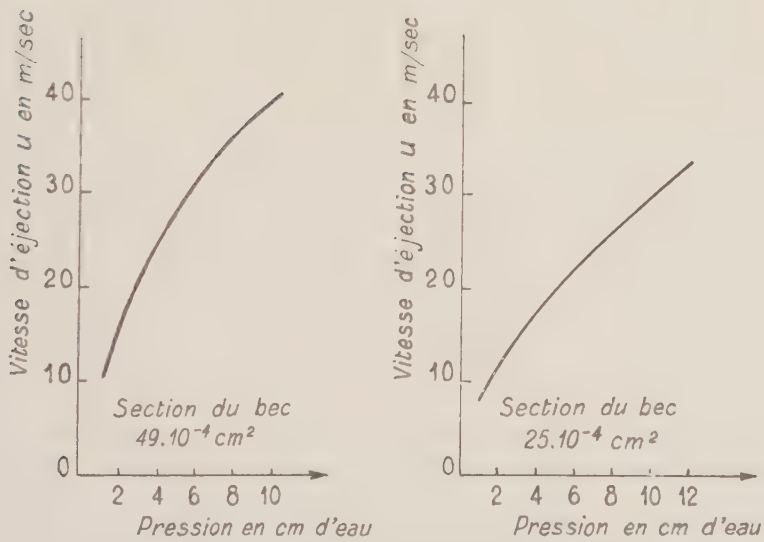


Fig. 37 bis. — Vitesse d'éjection du gaz en fonction de la pression

En *abscisses* sont portées les indications du millivoltmètre correspondant à une des échelles définies par le rapport des résistances $\frac{R_1}{R_2}$ et par les équations établies au paragraphe 38.

En *ordonnées* sont portées les déviations du spot du galvanomètre, en millimètres avec et sans interposition de la flamme.

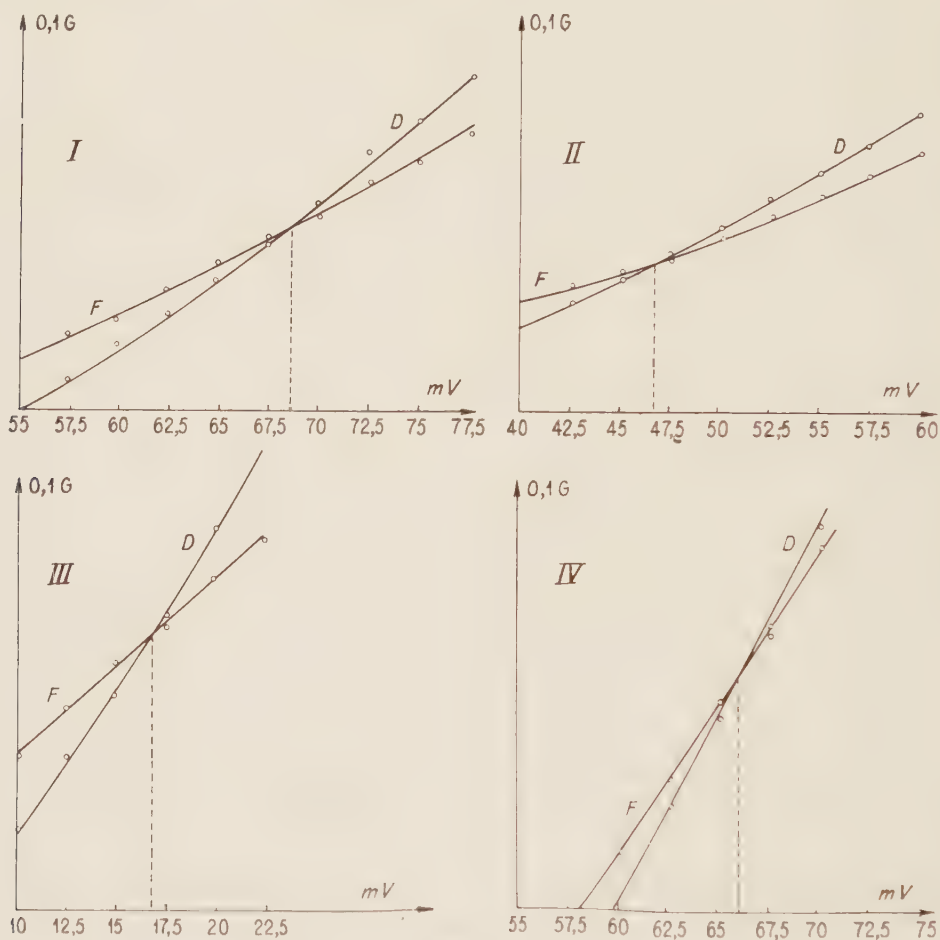


Fig. 38

Exemples de courbes expérimentales servant à déterminer la température par la méthode de Kurlbaum

Abcisse : 5 mV : 2 cm; Ordonnée : dix divisions du galvanomètre = 1 mm

D = courbe directe sans interposition de la flamme;

F = courbe avec interposition de la flamme.

$$(I) : \frac{R_2}{R_1} = \frac{3}{6}; \quad (II) : \frac{R_2}{R_1} = \frac{3}{7}; \quad (III) : \frac{R_2}{R_1} = \frac{3}{8}; \quad (IV) : \frac{R_2}{R_1} = \frac{3}{9}$$

L'abscisse du point d'intersection des deux courbes permet d'obtenir l'intensité qui passe dans la lampe à ruban de tungstène lorsque la température de brillance (pour la longueur d'onde effective considérée, celle de la raie du lithium, $0,671 \mu$) est égale à la température de la flamme. La correspondance avec la température cherchée est donnée par la courbe d'étalonnage (fig. 32 bis à 35 bis).

Le bec sur lequel ont porté les mesures a une section de $0,0049 \text{ cm}^2$. Dans le tableau (fig. 39), les températures sont données en degrés absolus en fonction de la distance h au bec pour différentes pressions et vitesses d'éjection de l'acétylène.

	PRESSION p cm d'eau	DÉBIT Q cm^3/s	VITESSE u m/s	0,5 $(h = \text{cm})$	1 $(h = \text{cm})$	1,5 $(h = \text{cm})$	2 $(h = \text{cm})$	2,5 $(h = \text{cm})$	3 $(h = \text{cm})$	3,5 $(h = \text{cm})$	4 $(h = \text{cm})$
$T^\circ \text{ K K } 0,671 \dots$	2	2,7	11	2 050	2 090	2 080	2 070	2 040	2 020		
$T^\circ \text{ K F } 0,589 \dots$	2	2,7	11	2 045	2 200	2 180	2 125	2 060	2 020	1 930	1 840
$T_F - T_K \dots\dots$	2	2,7	11	$- 5^\circ$	$+ 110^\circ$	$+ 100^\circ$	$+ 55^\circ$	$+ 20^\circ$	0°		
$T^\circ \text{ K K } \dots\dots\dots$	4	4,1	17	2 030	2 165	2 187	2 180	2 152	2 085		
$T^\circ \text{ K F } \dots\dots\dots$	4	4,1	17	2 040	2 182	2 212	2 187	2 150	2 075	1 975	1 890
$T_F - T_K \dots\dots\dots$	4	4,1	17	$- 10^\circ$	$+ 17^\circ$	$+ 25^\circ$	$+ 7^\circ$	$- 2^\circ$	$- 10^\circ$		
$T^\circ \text{ K K } \dots\dots\dots$	6	5,4	22	2 045	2 200	2 238	2 235	2 213	2 175		
$T^\circ \text{ K F } \dots\dots\dots$	6	5,4	22	2 045	2 215	2 250	2 240	2 190	2 115	2 040	1 950
$T_F - T_K \dots\dots\dots$	6	5,4	22	0°	$+ 15^\circ$	$+ 12^\circ$	$+ 5^\circ$	$- 23^\circ$	$- 60^\circ$		
$T^\circ \text{ K K } \dots\dots\dots$	8	6,3	26	2 050	2 218	2 275	2 277	2 260	2 240		
$T^\circ \text{ K F } \dots\dots\dots$	8	6,3	26	2 060	2 237	2 280	2 262	2 225	2 150	2 075	2 000
$T_F - T_K \dots\dots\dots$	8	6,3	26	$- 10^\circ$	$+ 19^\circ$	$+ 5^\circ$	$- 15^\circ$	$- 35^\circ$	$- 90^\circ$		
$T^\circ \text{ K K } \dots\dots\dots$	10	7,4	30	2 050	2 220	2 285	2 295	2 300			
$T^\circ \text{ K F } \dots\dots\dots$	10	7,4	30	2 050	2 240	2 290	2 280	2 240	2 188	2 120	2 022
$T_F - T_K \dots\dots\dots$	10	7,4	30	0°	$+ 20^\circ$	$+ 5^\circ$	$- 15^\circ$	$- 60^\circ$			
$T^\circ \text{ K/K } \dots\dots\dots$	12	8	33	2 030	2 215	2 300	2 313	2 315	2 310		
$T^\circ \text{ K/F } \dots\dots\dots$	12	8	33	2 035	2 225	2 300	2 288	2 260	2 200	2 125	2 035
$T_F - T_K \dots\dots\dots$	12	8	33	$- 5^\circ$	$+ 10^\circ$	0°	$- 25^\circ$	$- 55^\circ$	$- 100^\circ$		

Fig. 39

Les températures T_K sont celles qui sont mesurées par la méthode de Kurlbaum avec une cellule césium sur oxyde d'argent pour la longueur d'onde effective $0,671 \mu$; les températures T_F sont déterminées par la méthode de Féry avec la raie jaune du sodium, l'acétylène étant chargé d'un aérosol très fin de cristaux de chlorure de sodium. Des vérifications ont été faites pour s'assurer que cet aérosol ne refroidit pas la flamme.

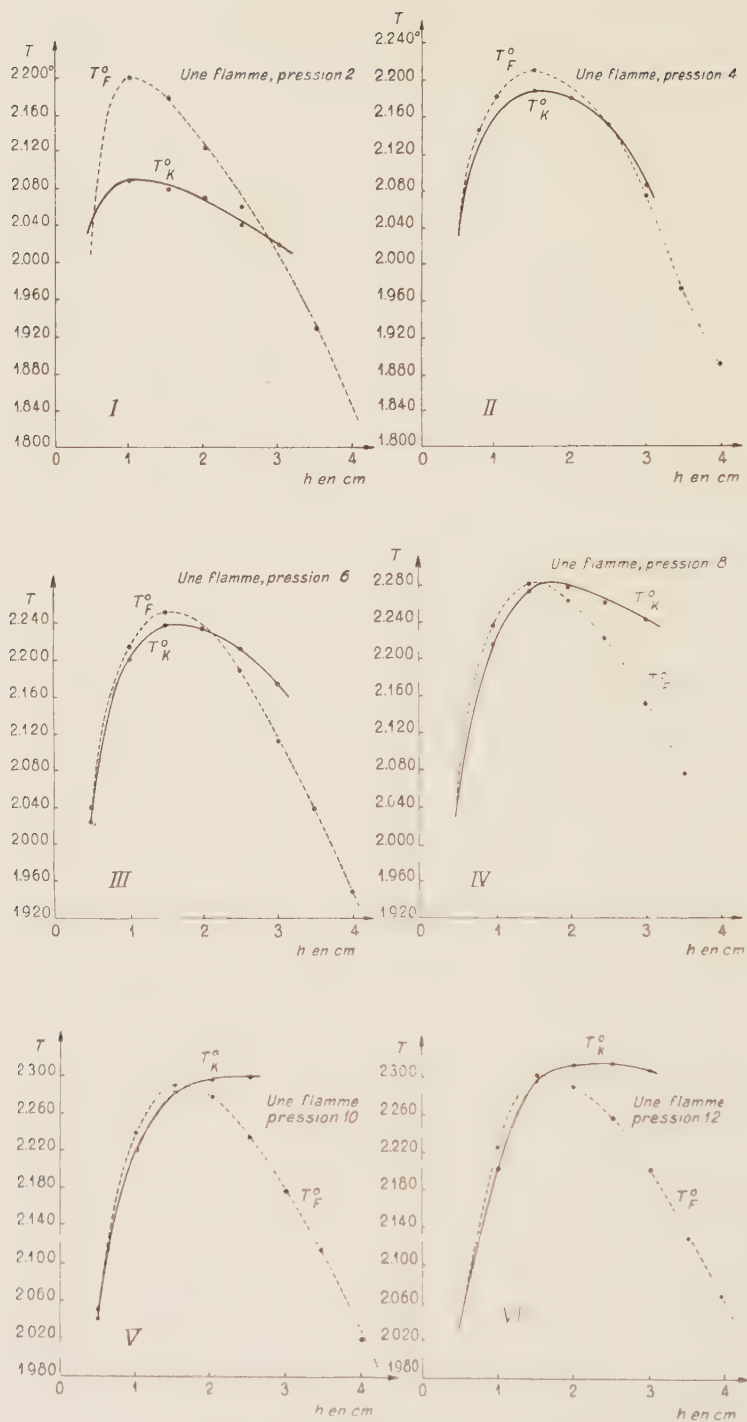


Fig. 39 bis

τ Kurlbaum $0,671 \mu$ — — — τ Féry $0,589 \mu$

Bec section : $49 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ (une flamme)

La température mesurée par la méthode de Kurlbaum est en effet la même, que l'aérosol salin soit ou non mélangé aux gaz incandescents.

Ces résultats expérimentaux ont été portés sur des graphiques d'une part, pour chaque débit, en fonction de la distance au bec, d'autre part pour chacune de ces ordonnées, en fonction de la vitesse d'éjection du gaz (*fig. 39 bis*, I à VI et *fig. 40*, I à V).

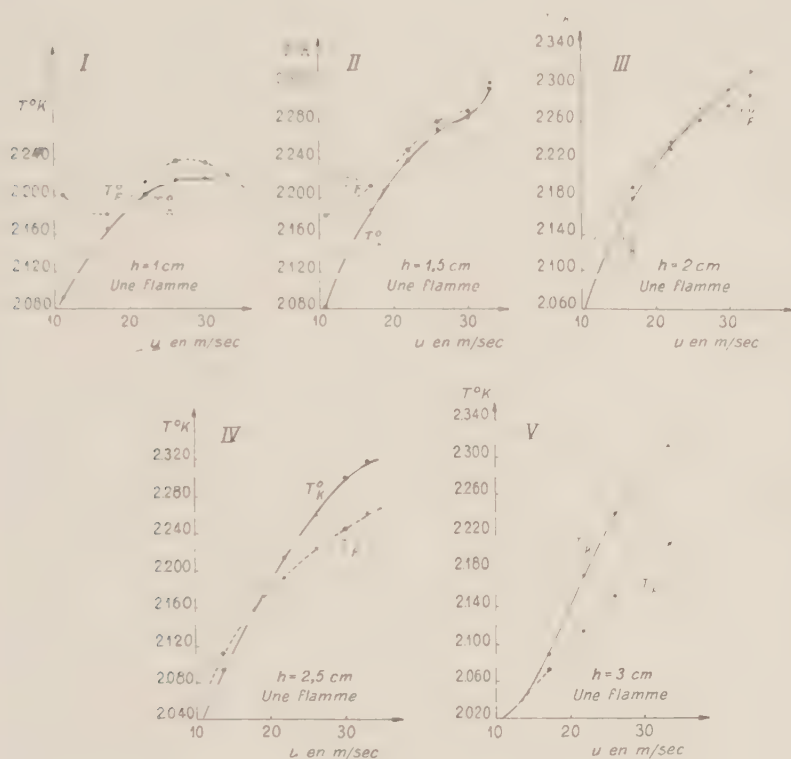


Fig. 40

Courbes de la température Féry ----- ($0,589 \mu$) et Kurlbaum ——— ($0,671 \mu$)
en fonction de la vitesse du gaz à différentes hauteurs dans la flamme
 T en °K, u en m/s. Section du bec : $0,0049 \text{ cm}^2$

52. — RÉSULTATS OBTENUS AVEC CINQ FLAMMES IDENTIQUES

Ces essais ont été repris non plus sur une seule flamme du brûleur, mais sur les cinq flammes pour avoir un pouvoir émissif plus élevé. Les essais ont été effectués avec la même cellule que précédemment, sensible au rouge, sur la longueur d'onde effective $\lambda = 0,671 \mu$, avec une largeur spectrale de $55 \text{ \AA}$, puis à l'aide d'une cellule possédant un maximum de sensibilité dans le bleu, sur la longueur d'onde $\lambda = 0,455 \mu$; les mesures avec la méthode de Féry ont été effectuées en utilisant la raie du sodium $\lambda = 0,589 \mu$ et la raie du lithium $\lambda = 0,671 \mu$.

Les différents résultats sont donnés dans le tableau (*fig. 42*), où $T_{K0,571}$, $T_{K0,455}$, $T_{F,0589}$, $T_{F0,671}$, sont les températures en °K mesurées par chacune des deux méthodes pour les longueurs d'onde considérées.

Comme dans le cas d'une seule flamme, on a construit les courbes de variation de la température mesurée en fonction de la distance au bec, pour chaque vitesse d'éjection et en fonction de la vitesse d'éjection pour chaque valeur de la distance au bec (*fig. 41 et 42 bis*). Les courbes relatives à la méthode de Kurlbaum sont en trait plein épais pour $\lambda = 0,671 \mu$ et en trait plein mince pour $\lambda = 0,455 \mu$. Les courbes relatives à la méthode de Féry sont en tirets pour $\lambda = 0,589 \mu$ et en pointillé pour $\lambda = 0,671 \mu$.

Il est d'autre part fort intéressant de comparer les résultats obtenus sur cinq flammes à ceux obtenus sur une seule flamme ⁽¹⁾ en portant les courbes correspondantes sur un même graphique. C'est ce qui a été fait sur les graphiques (*fig. 43*). Pour ne pas rendre ces graphiques illisibles, on s'est contenté d'une seule longueur d'onde : $0,671 \mu$ en Kurlbaum et d'une seule également $0,589 \mu$ en Féry.

53. — RÉSULTATS AVEC DES BECS DE SECTION PLUS PETITE

Des expériences identiques ont été effectuées sur les becs de $0,0025 \text{ cm}^2$ de section, mais dans cette série, la méthode de Kurlbaum pour la longueur d'onde $0,455 \mu$ a été mise en œuvre au moyen de l'appareil à double circuit et à écran semi-circulaire tournant décrit au paragraphe 41. En outre, la largeur spectrale utilisée a été augmentée, passant de 55μ ($0,6 \text{ mm}$) dans les essais précédents, à 135μ ($1,5 \text{ mm}$) (*fig. 44 et 44 bis*).

Nous avons également refait un certain nombre de ces essais sur *une seule flamme* du brûleur, par la méthode de Kurlbaum avec la longueur d'onde $0,671 \mu$ et une largeur spectrale de 135 Å , et par la méthode de Féry avec la raie D du sodium (*fig. 45 et 45 bis*).

De même qu'au paragraphe précédent, les résultats relatifs à cinq flammes et à une flamme sont portés sur les mêmes graphiques (*fig. 46*).

54. — MESURE DES POUVOIRS ÉMISSIFS

Afin de compléter l'étude de ces flammes, nous avons mesuré leur facteur d'absorption en différents points. Celui-ci peut en effet nous donner une idée de la concentration en particules de carbone; de plus, en mesurant au pyromètre optique les températures de brillance des flammes aux points correspondants, nous pouvons, par la formule de Wien, retrouver la température réelle et la comparer au résultat donné par la méthode de Kurlbaum.

Pour mesurer le facteur d'absorption monochromatique, on peut utiliser la méthode du miroir, en plaçant un miroir derrière la flamme; si β est en effet la brillance

(1) Qui ne sont que des limites inférieures en Féry (disparition de la raie brillante) et supérieures en Kurlbaum (déviations minimum perceptible).

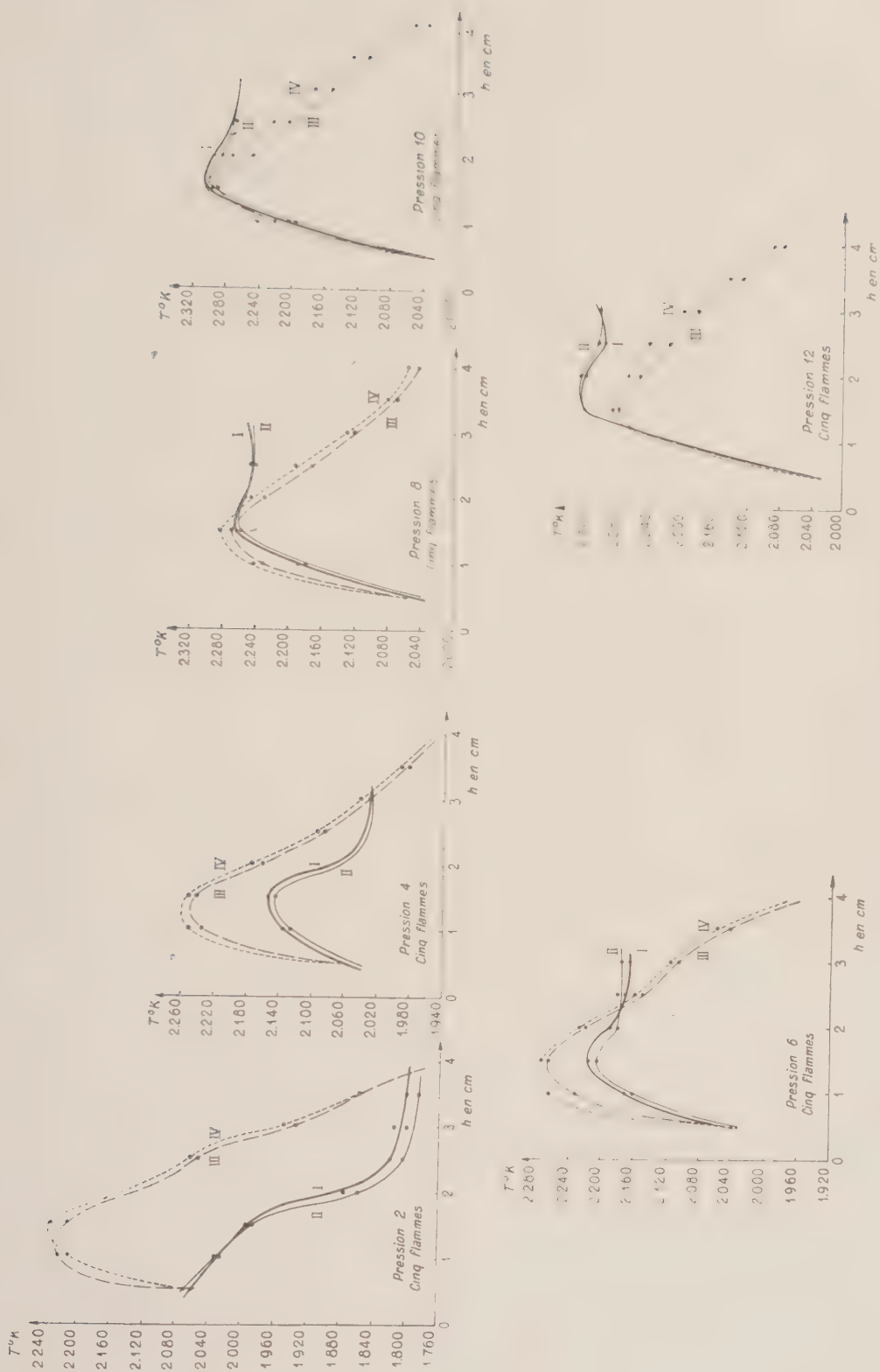


Fig. 41. — Cinq flames; section : $0,0049 \text{ cm}^2$

(I) = $T_K 0,671 \mu$ ——— (II) = $T_K 0,455 \mu$ ——— (III) = $T_F 0,589 \mu$ ——— (IV) = $T_F 0,671 \mu$ - - - - -

	PRESSION p cm d'eau	DÉBIT pour cinq becs G cm ³ /s	u m/s	0,5 ($h = \text{cm}$)	1 ($h = \text{cm}$)	1,5 ($h = \text{cm}$)	2 ($h = \text{cm}$)	2,5 ($h = \text{cm}$)	3 ($h = \text{cm}$)	3,5 ($h = \text{cm}$)	4 ($h = \text{cm}$)
$T_{K0,671} \dots\dots\dots$	2	13,5	11	2 062	2 028	1 998	1 875	1 821	1 817	1 800	
$T_{K0,455} \dots\dots\dots$	2	13,5	11	2 070	2 030	1 990	1 860	1 804	1 800	1 785	
$T_{F0,589} \dots\dots\dots$	2	13,5	11	2 065	2 222	2 215	2 120	2 057	1 935	1 860	1 770
$T_{F0,671} \dots\dots\dots$	2	13,5	11	2 075	2 212	2 233	2 111	2 065	1 950	1 870	
$T_{F0,589} - T_{K0,671} \dots$	2	13,5	11	+ 3°	+ 194	+ 217	+ 236	+ 236	+ 118	+ 60	
$T_{K0,671} \dots\dots\dots$	4	20	17	2 060	2 134	2 155	2 076	2 024	2 055		
$T_{K0,455} \dots\dots\dots$	4	20	17	2 050	2 130	2 145	2 070	2 020	2 050		
$T_{F0,589} \dots\dots\dots$	4	20	17	2 065	2 235	2 245	2 160	2 088	2 043	1 985	1 950
$T_{F0,671} \dots\dots\dots$	4	20	17	2 068	2 250	2 250	2 173	2 090	2 045	1 990	1 955
$T_{F0,589} - T_{K0,671} \dots$	4	20	17	+ 5°	+ 101	+ 90	+ 84	+ 64	+ 12		
$T_{K0,671} \dots\dots\dots$	6	27	22	2 050	2 172	2 218	2 192	2 172	2 170		
$T_{K0,455} \dots\dots\dots$	6	27	22	2 045	2 170	2 207	2 181	2 180	2 175		
$T_{F0,589} \dots\dots\dots$	6	27	22	2 062	2 235	2 265	2 220	2 151	2 109	2 045	1 950
$T_{F0,671} \dots\dots\dots$	6	27	22	2 070	2 265	2 273	2 228	2 159	2 115	2 060	1 967
$T_{F0,589} - T_{K0,671} \dots$	6	27	22	+ 12°	+ 63	+ 47	+ 28	+ 21	+ 61		
$T_{K0,671} \dots\dots\dots$	8	31	26	2 043	2 190	2 264	2 256	2 243	2 249		
$T_{K0,455} \dots\dots\dots$	8	31	26	2 040	2 180	2 260	2 255	2 245	2 243		
$T_{F0,589} \dots\dots\dots$	8	31	26	2 045	2 232	2 270	2 230	2 175	2 125	2 070	2 045
$T_{F0,671} \dots\dots\dots$	8	31	26	2 040	2 244	2 282	2 248	2 195	2 133	2 080	2 057
$T_{F0,589} - T_{K0,671} \dots$	8	31	26	+ 2°	+ 42	+ 6	+ 26	+ 68	+ 180		
$T_{K0,671} \dots\dots\dots$	10	37	30	2 030	2 203	2 303	2 295	2 272	2 266		
$T_{K0,455} \dots\dots\dots$	10	37	30	2 025	2 200	2 300	2 285	2 270	2 270		
$T_{F0,589} \dots\dots\dots$	10	37	30	2 038	2 220	2 295	2 245	2 208	2 155	2 115	2 038
$T_{F0,671} \dots\dots\dots$	10	37	30	2 040	2 244	2 303	2 275	2 227	2 175	2 132	2 050
$T_{F0,589} - T_{K0,671} \dots$	10	37	30	+ 8°	+ 17	+ 8	+ 50	+ 111			
$T_{K0,671} \dots\dots\dots$	12	40	33	2 028	2 203	2 320	2 320	2 297	2 305		
$T_{K0,455} \dots\dots\dots$	12	40	33	2 035	2 205	2 320	2 325	2 300	2 299		
$T_{F0,589} \dots\dots\dots$	12	40	33	2 030	2 215	2 280	2 252	2 216	2 183	2 185	2 075
$T_{F0,671} \dots\dots\dots$	12	40	33	2 040	2 221	2 285	2 267	2 240	2 200	2 140	2 085
$T_{F0,589} - T_{K0,671} \dots$	12	40	33	+ 2°	+ 12	+ 40	+ 68	+ 81	+ 122		

Fig. 12

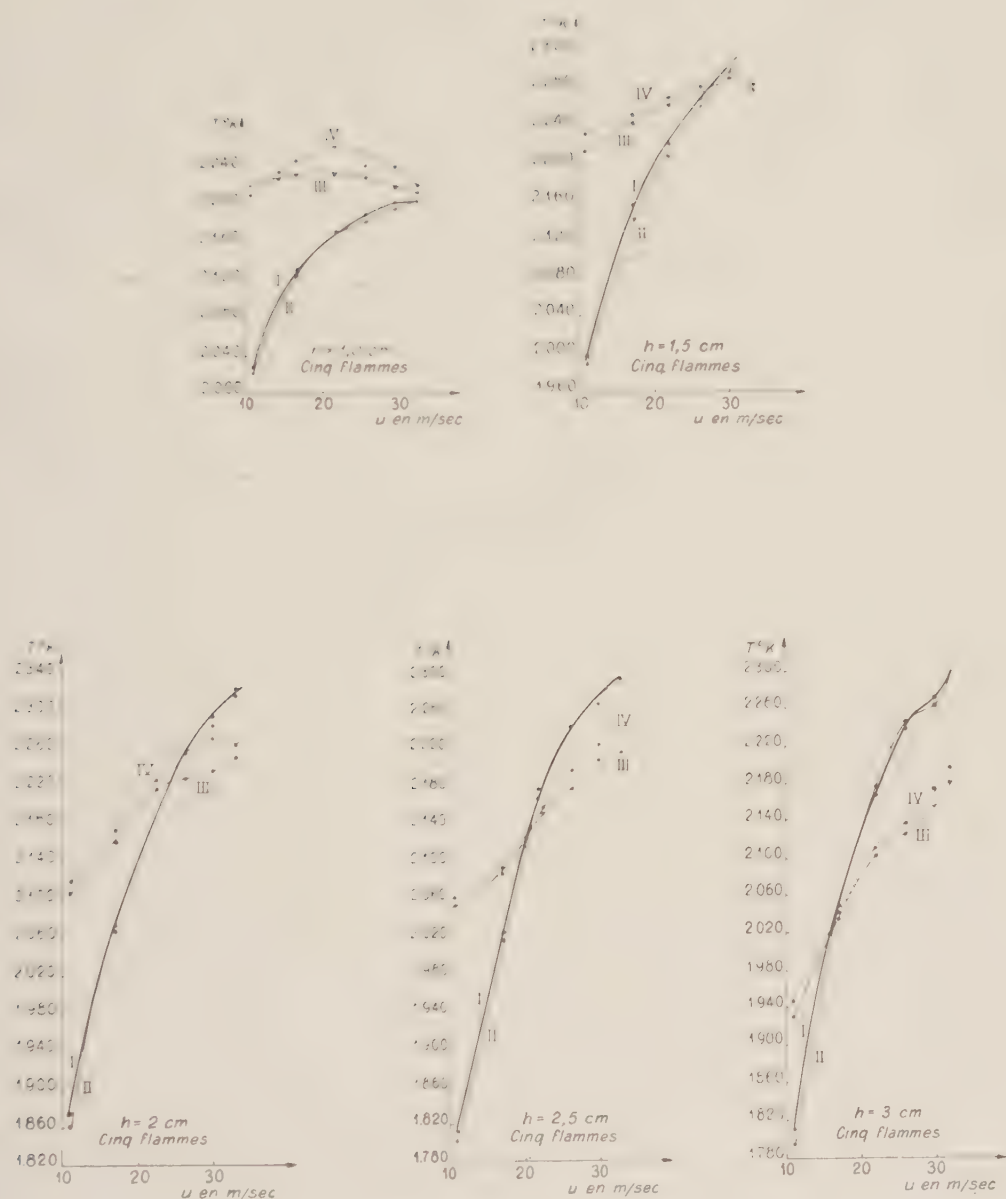


Fig. 42 bis

Courbes de température en fonction de la vitesse du gaz, obtenues avec cinq flammes, section des becs : $0,0049 \text{ cm}^2$

— Kurlbaum $\lambda = 0,671 \mu$ (I) Fery $\lambda = 0,589 \mu$ (III)
 ··· Kurlbaum $\lambda = 0,455 \mu$ (II) Fery $\lambda = 0,671 \mu$ (IV)

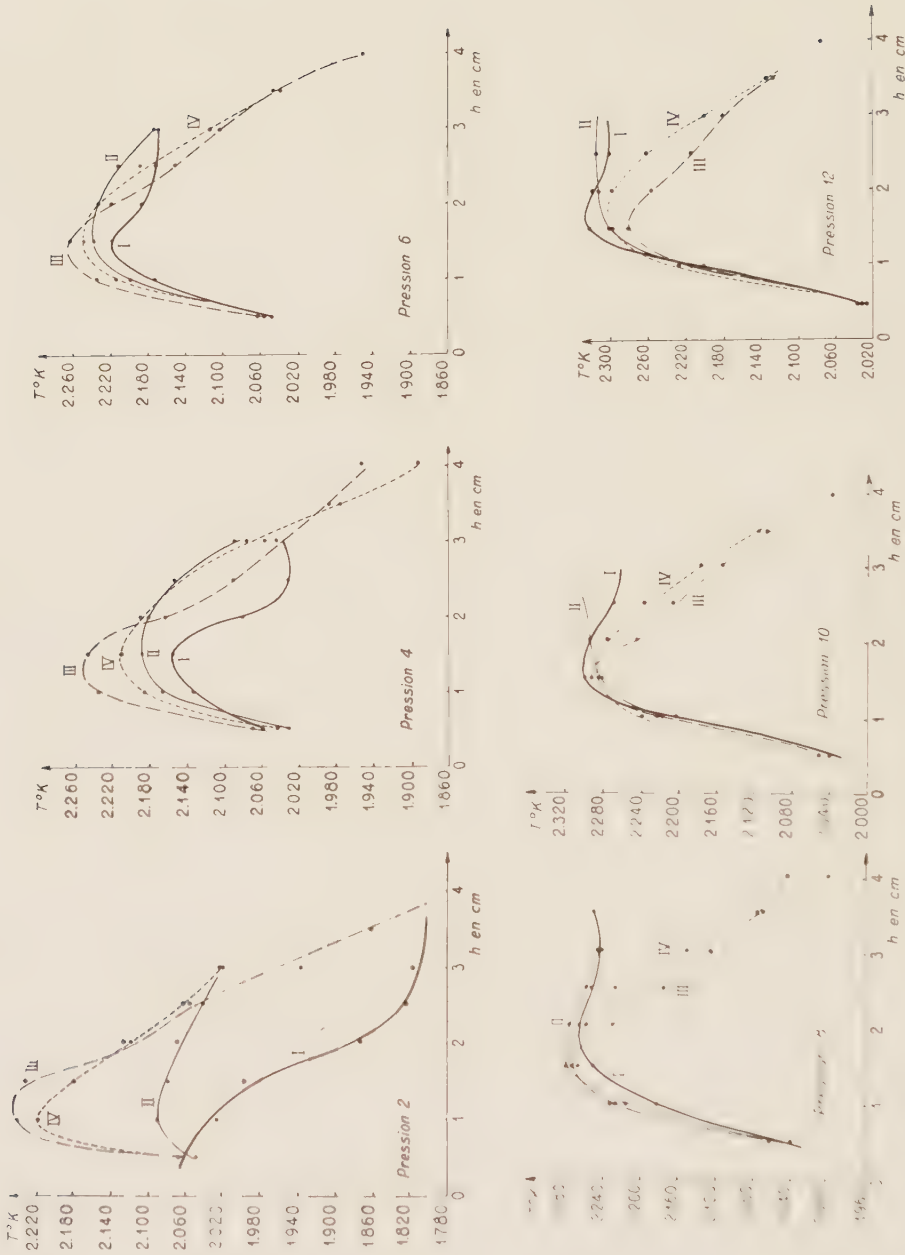


Fig. 13. — On a porté sur un vieux graphique les courbes obtenues pour cinq flammes et pour une flamme :
 Karlbaum $\lambda = 0,671$: cinq flammes (I) —
 Karlbaum $\lambda = 0,671$: une flamme (II) - - - - -
 Pécry $\lambda = 0,589$: cinq flammes (III) —
 Pécry $\lambda = 0,589$: une flamme (IV) - - - - -
 Section des bees : $0,0019 \text{ cm}^2$

PRESSION P cm d'eau	DÉBIT G Q cm ³ /s	VITESSE u cm/s	h cm	T_{R} 0,671 μ	T_{R} 0,455 μ (double circuit)	T_{F} 0,589 μ	T_{F} 0,671 μ	T_{F} 0,589 μ — T_{R} 0,455 μ
Section des becs = 0,0025 cm ² (cinq flammes)								
1,5	7,5	12	0,5	2 050	2 050	2 070	2 065	+ 20
			0,75	2 085	2 075	2 162	2 160	+ 87
			1	2 095	2 070	2 209	2 215	+ 139
			1,25	2 073	2 065	2 225	2 230	+ 160
			1,50	2 062	2 050	2 230	2 243	+ 180
			1,75	2 035	2 029	2 215	2 223	+ 186
			2	2 018	2 002	2 140	2 143	+ 138
			2,25	1 975	1 963	2 098	2 111	+ 135
			2,50	1 945	1 939	2 061	2 070	+ 122
			2,75	1 938	1 927	2 020	2 035	+ 93
			3	1 933	1 930	1 976	1 995	+ 46
			3,25	1 933	1 935	1 935	1 940	0
			3,50			1 875	1 883	
			3,75			1 825	1 821	
			4			1 782	1 790	
2,5	12	19	0,5	2 055	2 063	2 072	2 070	+ 9
			0,75	2 130	2 120	2 175	2 185	+ 50
			1	2 170	2 162	2 225	2 220	+ 63
			1,25	2 172	2 170	2 250	2 257	+ 80
			1,50	2 178	2 173	2 260	2 272	+ 87
			1,75	2 171	2 166	2 258	2 273	+ 92
			2	2 150	2 137	2 235	2 250	+ 98
			2,25	2 137	2 125	2 165	2 169	+ 40
			2,50	2 123	2 113	2 088	2 099	— 25
			2,75	2 097	2 105	2 075	2 087	— 30
			3	2 100	2 080	2 068	2 075	— 12
			3,25		2 085	2 050	2 057	— 35
			3,50			2 020	2 010	
			3,75			1 963	1 969	
			4			1 910		

Fig. 44

PRESSION p cm d'eau	DÉBIT G cm^3/s	VITESSE u cm/s	h cm	$T_{°K}$ 0,671 μ	T_K 0,455 μ (double circuit)	T_F 0,589 μ	T_F 0,671 μ	T_F 0,589 μ — T_K 0,455 μ
5	17,5	28	0,5	2 060	2 050	2 060	2 070	+ 10
			0,75	2 140	2 139	2 150	2 159	+ 11
			1	2 220	2 208	2 225	2 230	+ 17
			1,25	2 245	2 242	2 250	2 255	+ 8
			1,50	2 260	2 260	2 270	2 263	+ 10
			1,75	2 267	2 270	2 275	2 280	+ 5
			2	2 290	2 287	2 287	2 284	0
			2,25	2 295	2 290	2 285	2 285	— 5
			2,50	2 300	2 300	2 237	2 250	— 63
			2,75	2 310	2 305	2 179	2 198	— 126
			3			2 150	2 170	
			3,25			2 123	2 125	
			3,50			2 080	2 095	
			4			2 062	2 070	
7,5	22	35	0,5			2 020	2 040	
			0,75			2 082	2 093	
			1	2 138	2 127	2 138	2 146	+ 11
			1,25	2 230	2 225	2 210	2 220	— 15
			1,50	2 288	2 275	2 245	2 258	— 30
			1,75	2 300	2 300	2 275	2 293	— 25
			2	2 310	2 310	2 300	2 305	— 10
			2,25	2 325	2 320	2 282	2 290	— 38
			2,50	2 328	2 325	2 236		— 89
			2,75	2 325	2 320	2 200		— 120
			3			2 180		
			3,25			2 165		
			3,50			2 115		
			3,75			2 075		
10	25	40	0,5			1 980	1 977	
			0,75			2 020	2 030	
			1	2 115	2 110	2 075	2 069	— 35
			1,25	2 210	2 212	2 165	2 178	— 47
			1,50	2 290	2 280	2 223	2 240	— 57
			1,75	2 300	2 310	2 262	2 277	— 48
			2	2 315	2 325	2 280	2 300	— 45
			2,25	2 325	2 325	2 300	2 310	— 25
			2,50	2 317	2 320	2 232	2 250	— 88
			2,75			2 185	2 200	
			3			2 160	2 173	
			3,25			2 130	2 140	

Fig. 44 (suite)

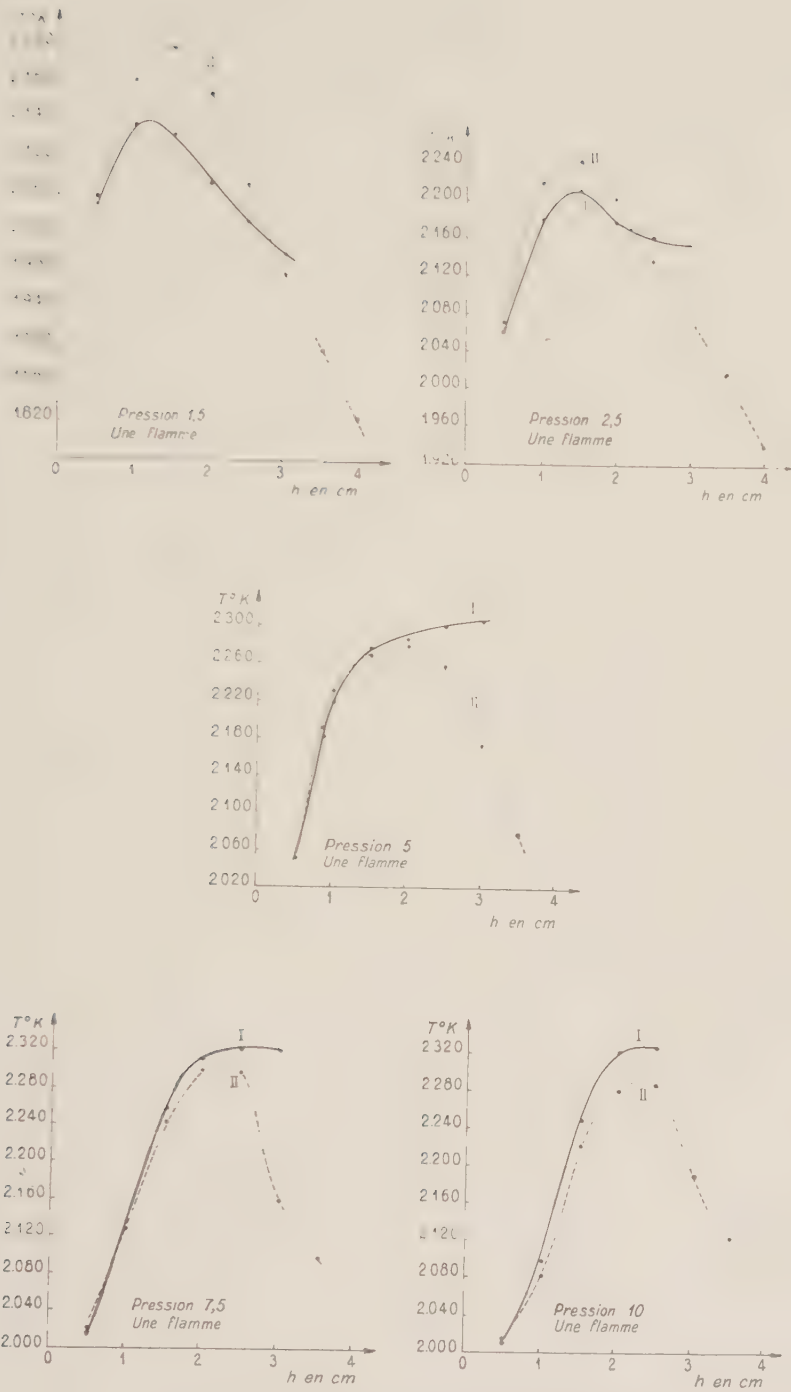


Fig. 44 bis. — Courbes une flamme; section : 0,0025 cm²

(I) = T_K 0,671 ——— (II) = T_F 0,589 - - - -

PRESSION p cm d'eau	DÉBIT G cm^3/s	VITESSE u cm/s	h cm	T_{o_R} 0,671 μ	T_K 0,455 μ (double circuit)	T_F 0,589 μ	T_F 0,671 μ	T_F 0,589 μ — T_K 0,455 μ
1,5	1,5	12	0,5	2 050		2 060		+ 10
			1	2 139		2 188		+ 49
			1,5	2 125		2 220		+ 95
			2	2 075		2 175		+ 100
			2,5	2 037		2 075		+ 38
			3	2 003		1 982		— 21
			3,5			1 900		
			4			1 820		
2,5	2,4	19	0,5	2 060		2 070		+ 10
			1	2 180		2 220		+ 40
			1,5	2 213		2 241		+ 28
			2	2 177		2 222		+ 45
			2,5	2 164		2 138		— 26
			3	2 155		2 073		— 82
			3,5			2 020		
			4			1 935		
5	3,5	28	0,5	2 050		2 050		0
			1	2 220		2 230		+ 10
			1,5	2 275		2 280		— 5
			2	2 288		2 260		— 8
			2,5	2 300		2 175		— 40
			3	2 305		2 305		— 130
			3,5			2 080		
7,5	4,4	35	0,5	2 015		2 020		+ 5
			1	2 135		2 130		— 5
			1,5	2 260		2 248		— 12
			2	2 310		2 300		— 10
			2,5	2 322		2 277		— 45
			3	2 320		2 162		— 158
			3,5			2 100		
10	5	40	0,5	2 010		2 010		0
			1	2 080		2 075		— 5
			1,5	2 250		2 223		— 27
			2	2 320		2 280		— 40
			2,5	2 325		2 290		— 33
			3			2 190		
			3,5			2 125		

Fig. 15

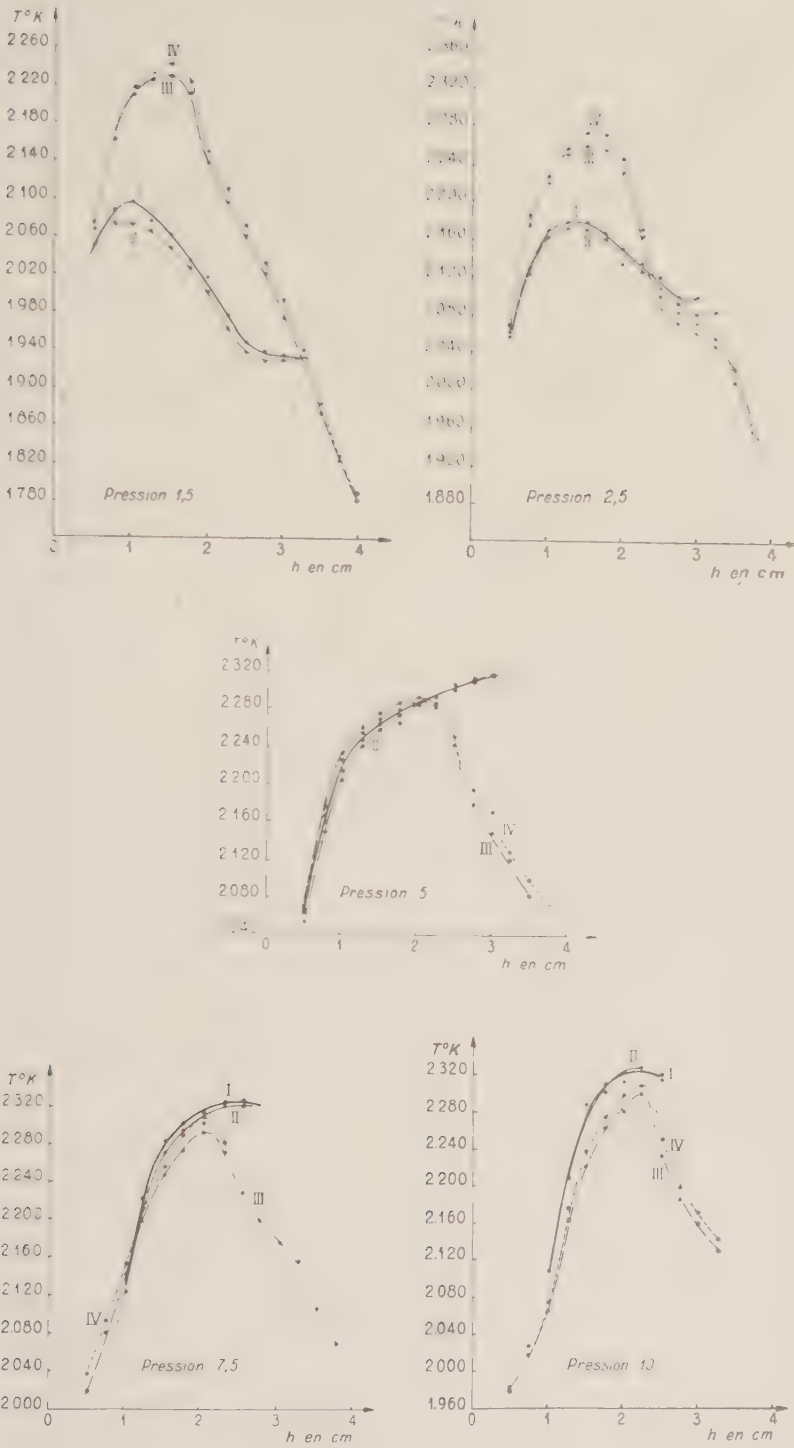


Fig. 45 bis

Courbes cinq flammes; en fonction de la hauteur, section : 0,0025 cm²

(I) = T_R 0,671 μ ————— (III) = T_F 0,589 μ - - - - -
 (II) = T_K 0,455 μ ————— (IV) = T_F 0,671 μ - - - - -

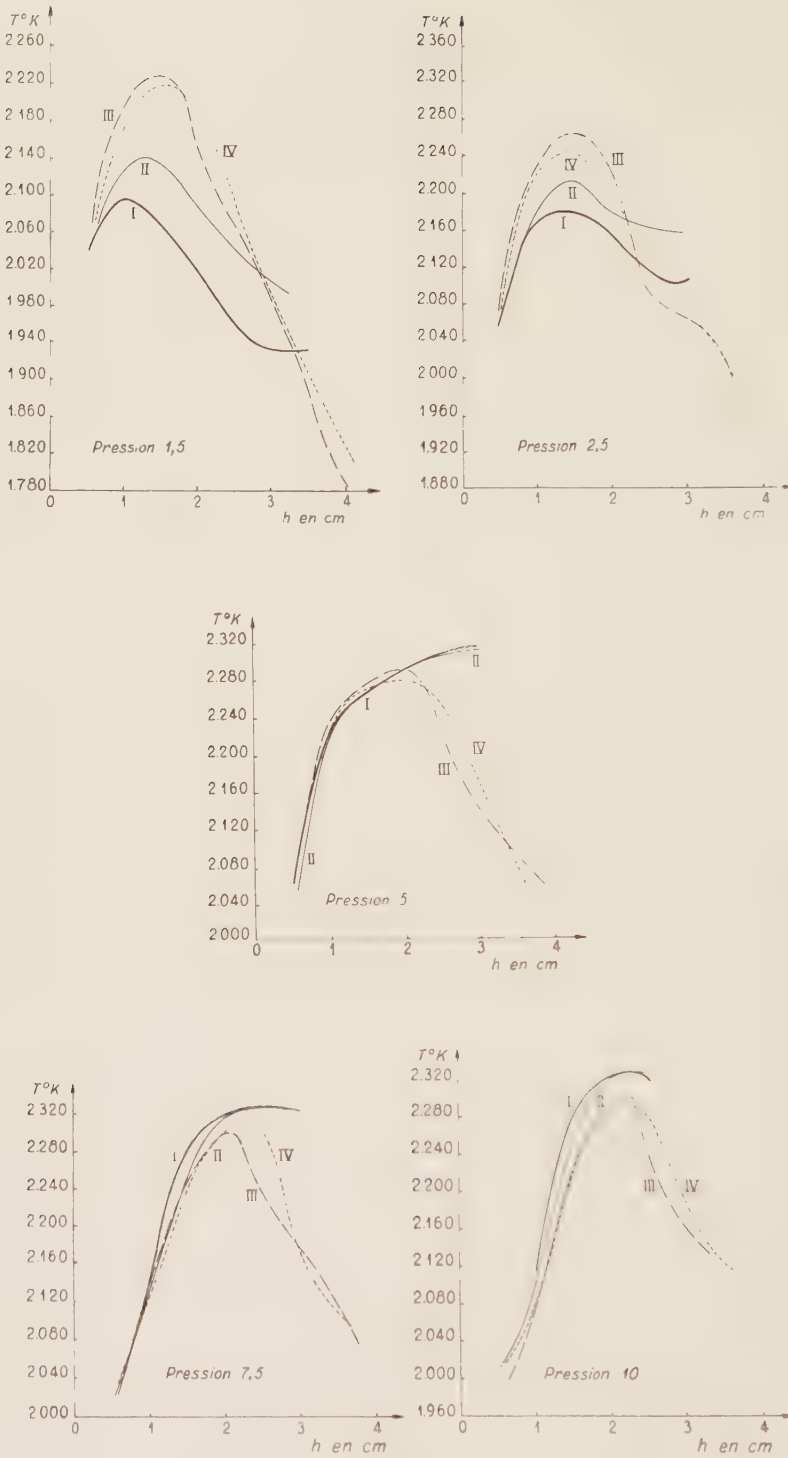


Fig. 46. -- Courbes comparatives une flamme et cinq flammes; section : $0,0025 \text{ cm}^2$

(I) = $T_K 0,671 \mu$ cinq flammes ——— (II) = $T_K 0,671 \mu$ une flamme -
 (III) = $T_F 0,589 \mu$ cinq flammes - - - - (IV) = $T_F 0,589 \mu$ une flamme - - - -

de la flamme et α son facteur d'absorption, l'observateur reçoit la lumière émise par la flamme β plus la lumière réfléchie à travers la flamme $\beta (1 - \alpha)$, c'est-à-dire :

$$\beta' = \beta + \beta (1 - \alpha) = \beta (2 - \alpha).$$

Si l'on pointe également le pyromètre sur la flamme sans le miroir, on mesure β et le rapport des deux lectures donne $2 - \alpha$. Mais la méthode n'est assez précise que si α est assez élevé.

En effet :

$$\frac{d\beta'}{\beta'} = \frac{d\beta}{\beta} - \frac{d\alpha}{2 - \alpha},$$

lorsque α est petit

$$\frac{d\alpha}{2 - \alpha} \approx \frac{d\alpha}{2}.$$

D'où :

$$2 \frac{d\beta}{\beta} = \frac{d\alpha}{2}, \quad d\alpha = 4 \frac{d\beta}{\beta}.$$

Pour :

$$\frac{d\beta}{\beta} = 1\%, \quad d\alpha = 0,04.$$

Nous avons donc mis en œuvre un autre procédé en remarquant que si le disque à créneaux qui module dans le dispositif de la méthode de Kurlbaum les deux faisceaux émis par la source de référence et par la flamme était placé entre la source de référence et la flamme, seule la lumière émise par la source de référence serait modulée et par conséquent détectée par la cellule photoélectrique et son amplificateur alternatif.

Mais comme cette lumière modulée de brillance b_λ traverse la flamme de facteur de transmission τ_λ , la brillance détectée est $b_\lambda \tau_\lambda$.

Si l'on escamote la flamme, la brillance détectée est b_λ .

Le rapport des deux facteurs donne :

$$\frac{b'}{b} = \frac{b \tau}{b} = \tau,$$

et l'on a :

$$\frac{db'}{b'} = \frac{db}{b} = \frac{d\tau}{\tau};$$

lorsque α est petit, τ est voisin de 1.

D'où :

$$2 \frac{db}{b} = d\tau.$$

Si $\frac{db}{b} = 1\%$, $d\tau = 0,02$, mais la lecture photoélectrique permet une précision plus grande sur $\frac{db}{b}$, par exemple $\frac{db}{b} = 0,002$, d'où $d\tau = 0,004$.

h cm	p cm d'eau	VITESSE u m s	θ° K CINQ flammes	θ'° K CINQ flammes	θ° K UNE flamme	θ'° K UNE flamme	α CINQ flammes	α UNE flamme	α UNE FLAM. calculé	
1	2	11	2 092	2 202	2 174 2 155	2 195 2 172	0,399	0,095	0,097	
	4	17	2 125	2 202	2 158	2 172	0,297	0,0619	0,068	
	6	22	2 118	2 175			0,231		0,051	
	8	26	2 112	2 202			0,191		0,071	
			2 125	2 175						
			2 112	2 158						
	10	30	2 158	2 202			0,153	0,033		
			2 140	2 175						
			2 130	2 162						
	12	33	2 162	2 205			0,145	0,029		
			2 122	2 158						
			2 158	2 190						
1,5	2	11	2 059	2 198			0,487		0,123	
	4	17	2 100	2 172			0,280		0,062	
	6	22	2 125	2 195			0,229		0,056	
		2 195	2 112	2 172						
	8	26	2 140	2 195			0,192		0,042	
			2 132	2 172						
	10	30	2 152	2 195			0,171		0,041	
			2 127	2 175						
	12	33	2 152	2 195			0,145		0,031	
			2 138	2 175						
				2 160	2 195					
	2	2	11	2 195	2 047			0,504		0,131
4		17	2 195	2 119			0,295		0,068	
6		22	2 195	2 141			0,214		0,047	
8		26	2 195	2 150			0,184		0,040	
10		30	2 195	2 153			0,173		0,037	
12		33	2 195	2 152			0,169		0,036	
2,5	2	11	2 195	2 023			0,562		0,0152	
	4	17	2 195	2 112			0,312		0,073	
	6	22	2 195	2 149			0,188		0,041	
	8	26	2 195	2 158			0,153		0,033	
	10	30	2 195	2 161			0,140		0,030	
	12	33	2 195	2 164			0,128		0,025	
3	2	11	2 195	2 105			0,342		0,081	
	4	17	2 195	2 158			0,154		0,033	
	6	22	2 195	2 176			0,079		0,015	
	8	26	2 195	2 181			0,056		0,011	
	10	30	2 195	2 188			0,047		0,009	
	12	33	2 195	2 183			0,050		0,010	

Fig. 17

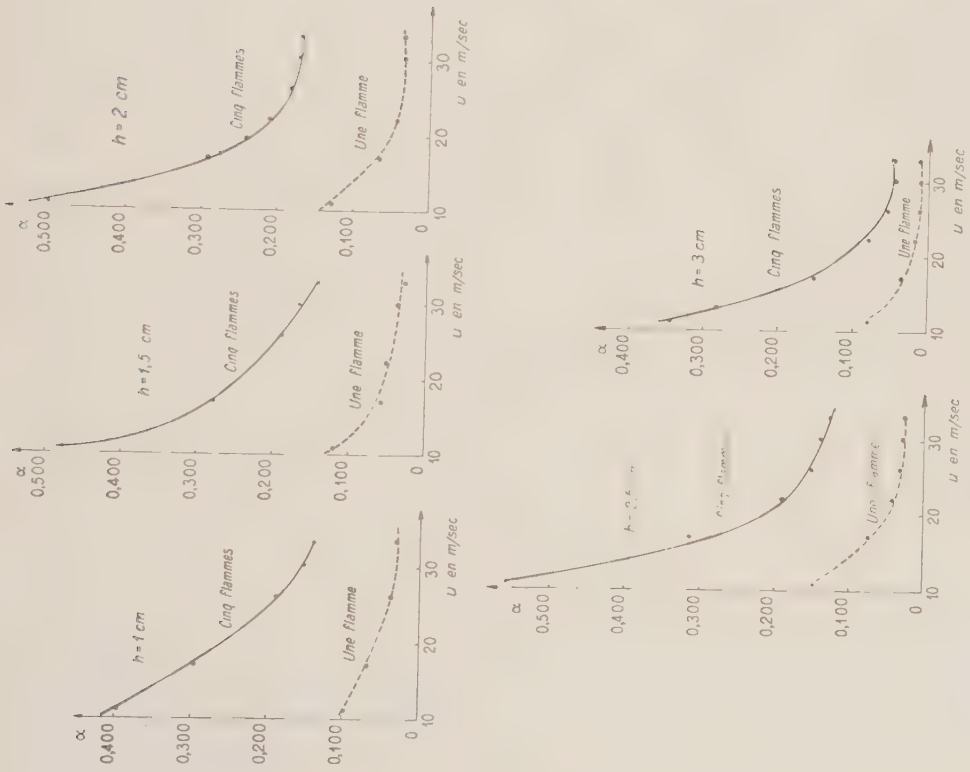


Fig. 47 bis. — Facteur d'absorption (bee de 0,0049 cm²) en fonction de la vitesse du gaz

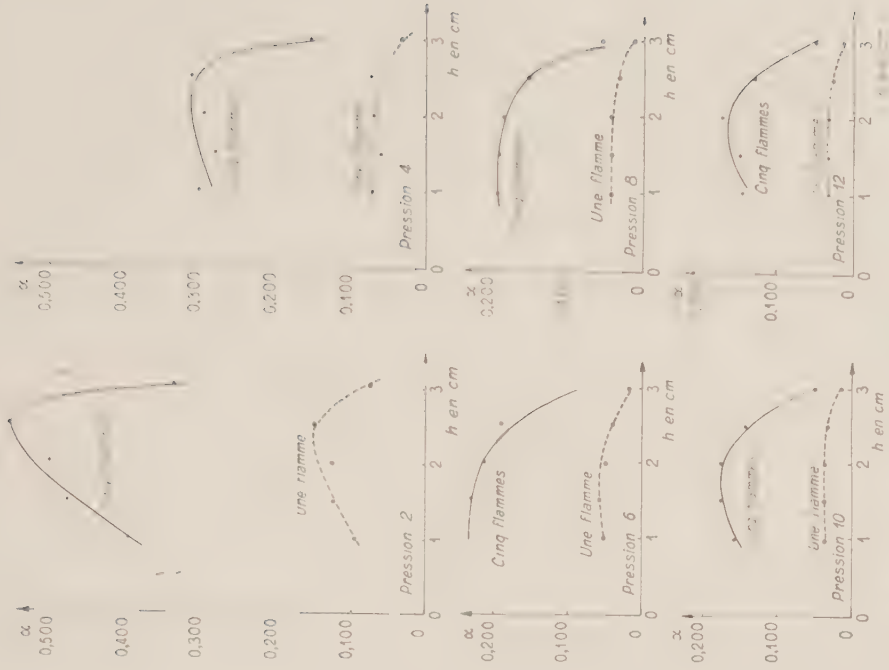


Fig. 18. — Facteur d'absorption en fonction de la distance au bec (Section : 0,0049 cm²)

La manière d'opérer est la suivante :

— on règle l'intensité électrique dans la source de référence pour que la brillance de celle-ci soit b (connue par la lecture du millivoltmètre et la courbe d'étalonnage). En réalité, ce que donne la courbe d'étalonnage est T et non pas b , mais ces deux valeurs sont liées par la formule de Wien. Si l'on a vérifié que les déviations du galvanomètre sont proportionnelles à la brillance, il n'est même pas nécessaire de passer par la courbe d'étalonnage.

Soit donc $a + \Delta x$ le nombre de millivolts indiqués par le galvanomètre, a étant la déviation compensée par le potentiomètre en opposition. On interpose la flamme, la déviation du galvanomètre est alors $\Delta x' < \Delta x$ et le nombre de millivolts $a + \Delta x'$.

τ est immédiatement donné par :

$$\tau = \frac{b'}{b} = \frac{a + \Delta x'}{a + \Delta x}.$$

On peut également procéder ainsi si le courant de cellule amplifié et redressé n'est pas parfaitement linéaire :

— la flamme est interposée et la déviation du galvanomètre est $\Delta x'$. La brillance b de la source est connue par la courbe d'étalonnage en fonction de l'intensité électrique. On escamote la flamme, la déviation du galvanomètre est Δx mais on n'en tient pas compte. On diminue le courant dans la source de référence jusqu'à ramener la déviation à $\Delta x'$ et on lit, au moyen de la courbe d'étalonnage la nouvelle brillance b' . b' et b sont ainsi indépendants de la forme du courant de cellule, mais si la source de référence est étalonnée à l'aide du pyromètre optique, il faut évidemment transformer les températures de brillance θ et θ' en brillances énergétiques spectrales monochromatiques par la formule de Wien. On obtient d'ailleurs directement α par la formule :

$$\text{colog}_{10}(1 - \alpha) = \frac{0,4343 C_2}{\lambda} \left(\frac{1}{\theta'} - \frac{1}{\theta} \right).$$

Le tableau (*fig. 47*) donne les résultats obtenus sur cinq flammes et sur une seule flamme avec des becs de 0,0049 cm² de section.

Ces résultats sont portés sur les graphiques (*fig. 47 bis*) pour une flamme et pour cinq flammes en fonction de la vitesse du gaz, et (*fig. 48*) en fonction de la distance au bec.

55. — MESURE DE LA TEMPÉRATURE DE BRILLANCE DES FLAMMES

La température de brillance est mesurée par visée directe au pyromètre optique monochromatique ($\lambda = 0,665 \mu$). Un repère constitué par quatre fils tendus devant la flamme délimitant une plage de 4×4 mm permet de définir avec précision le point visé. Les résultats sont donnés dans le tableau (*fig. 49*) ci-contre et représentés par les graphiques (*fig. 50* et *50 bis*).

p cm d'eau	VITESSE u m/s	$h = 0,25$ cm	$h = 0,5$ cm	$h = 1$ cm	$h = 1,5$ cm	$h = 2$ cm	$h = 2,5$ cm	$h = 3$ cm
2	11	1 448	1 643	1 661	1 643	1 616	1 560	1 473
4	17	1 420	1 643	1 663	1 720	1 656	1 613	1 523
6	22	1 430	1 638	1 643	1 728	1 673	1 616	1 393
8	26	1 420	1 628	1 638	1 736	1 693	1 638	1 430
10	30	1 410	1 608	1 633	1 735	1 688	1 638	1 498
12	33	1 420	1 598	1 608	1 733	1 723	1 648	1 483

Avec cinq flammes

2	11			1 878	1 803	1 773	1 736	1 663
4	17			1 893	1 893	1 853	1 823	1 723
6	22			1 893	1 931	1 893	1 853	1 723
8	26			1 883	1 935	1 913	1 871	1 723
10	30			1 863	1 941	1 928	1 881	1 713
12	33			1 848	1 948	1 943	1 883	1 743

Fig. 49

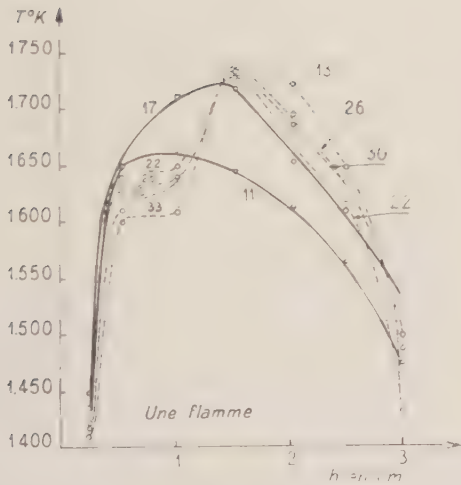


Fig. 50

Température de brillance d'une seule flamme (bec de $0,0049$ cm³) en fonction de la distance au bec, pour différentes vitesses d'écoulement

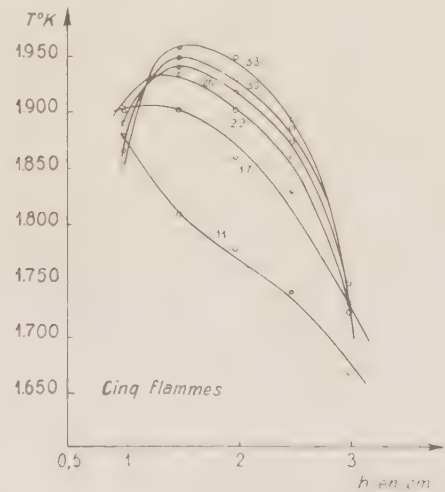


Fig. 50 bis

Température de brillance de cinq flammes dans les mêmes conditions

56. — TEMPÉRATURE CALCULÉE

A PARTIR DE LA TEMPÉRATURE DE BRILLANCE ET DU POUVOIR ÉMISSIF

Nous avons calculé pour quelques points la température à partir des valeurs obtenues pour le pouvoir émissif et la température de brillance. Il est intéressant de comparer ces valeurs calculées aux valeurs mesurées par la méthode de Kurlbaum. On a en effet :

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{S_\lambda} = \frac{\lambda}{C_2 \cdot 0,1343} \log_{10} z.$$

	PRESSION <i>p</i> cm	VITESSE <i>u</i> m/s	α	S° K 0,665	T calculée	T _{K0,671}
<i>h</i> = 1 cm	2		0,399	1 858	2 020	2 028
	4	17	0,297	1 893	2 120	2 134
	6	22	0,231	1 893	2 175	2 172
	8	26	0,191	1 883	2 205	2 190
	10	30	0,153	1 863	2 227	2 203
	12	33	0,145	1 848	2 220	2 203
<i>h</i> = 1,5 cm	2		0,481	1 893	1 922	1 998
	4	17	0,280	1 893	2 134	2 155
	6	22	0,229	1 931	2 228	2 218
	8	26	0,192	1 935	2 274	2 264
	10	30	0,171	1 941	2 312	2 308
	12	33	0,145	1 948	2 364	2 320

Fig. 51

Dans le tableau (*fig.* 51) sont portées les valeurs T ainsi calculées et les valeurs T_{K0,671} correspondant aux mêmes points pour cinq flammes (becs de section 0,0049 cm²).

On voit que la correspondance entre T calculé à partir de α et de S_λ et T mesuré par la méthode de Kurlbaum est fort satisfaisante.

CHAPITRE VIII

INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS

57. DISCUSSION

Contrairement à ce que l'on aurait pu espérer en travaillant sur une flamme mince, l'expérience ne répond pas directement par oui ou par non à la question posée : l'équilibre thermique est-il réalisé entre particules de carbone et gaz ? La correspondance apparaît même comme fortuite, n'étant approximativement réalisée que dans les branches ascendantes des courbes de température en fonction de la distance au bec pour les vitesses comprises entre 22 et 30 m/s.

Par contre, le fait qui se dégage nettement est la tendance de la température des particules à se maintenir à un palier élevé, voisin de 2 300° K au sommet de la flamme, tandis que la température des gaz décroît rapidement.

Une discussion s'impose donc pour essayer de clarifier nos idées et de comprendre la signification des courbes expérimentales.

58. — CAS D'UNE SEULE FLAMME

a) Faible vitesse des gaz.

Dans le cas d'une seule flamme (graphiques, *fig. 39 bis*, 40, 45 *bis*) les courbes ont la même allure générale que dans le cas de cinq flammes, mais les écarts sont moins prononcés. Ceci est dû en partie au fait que, dans les mesures portant sur une seule flamme, en raison du faible pouvoir émissif, on a pris à dessein comme valeurs repères pour T_F celles correspondant au début de disparition de la raie brillante et pour T_K , celles correspondant à la déviation minimum perceptible.

Ces écarts dépendent beaucoup de la vitesse avec laquelle l'acétylène sort du bec, c'est-à-dire de la section de l'orifice et de la pression dans le brûleur.

Lorsque la pression est faible, de l'ordre de 2 à 4 cm d'eau et la vitesse de 10 à 15 m/s, la flamme donnée par un bec papillon cesse d'être plate; elle se rapproche d'une forme cylindrique (comme une flamme de bougie) d'autant plus que la pression est faible. Elle a alors tendance à fumer, toutes les particules de carbone n'étant pas brûlées.

Cet état est caractérisé par une très nette divergence des courbes Féry et Kurlbaum, la première présentant un maximum vers 2 200° K, la seconde vers 2 100° K, soit un écart d'au moins 100°. On doit remarquer cependant que les deux courbes passent par des points voisins ou confondus dans la partie de la flamme très proche du bec et dans le sommet.

Recherchons si cet écart considérable pourrait s'expliquer par l'existence dans la partie centrale de la flamme d'une zone riche en particules de carbone à basse température. En effet, si l'on effectue des mesures par la méthode de Kurlbaum en déplaçant la flamme perpendiculairement à l'axe optique depuis le centre jusqu'à un bord, on constate l'existence d'un fort gradient de température (atténué du fait que les mesures sont relatives à toute l'épaisseur de la flamme).

EXEMPLE :

— une flamme, pression 2 cm d'eau, vitesse 11 m/s, hauteur 1 cm :

DISTANCES AU CENTRE				
0	1 mm	2 mm	2,5 mm	3 mm
2 090°	2 100°	2 115°	2 140°	2 180°

La température, basse dans la région centrale, a donc tendance à croître fortement sur les bords.

Il n'y a donc rien d'étonnant de trouver des résultats divergents par les deux méthodes, comme la théorie (§ 20) le laissait prévoir en cas de non uniformité de la température.

Reprenons en effet les formules générales (4) et (5) (p. 28), dans le cas de trois zones de température :

$$(6) \quad b_F = b_1 + \frac{(b_2 - b_1)(1 - \tau_{12} \tau_{13})}{\tau_{21}(1 - \tau_{11} \tau_{12} \tau_{13})} + \frac{(b_3 - b_2)(1 - \tau_{13})}{\tau_{21} \tau_{22}(1 - \tau_{11} \tau_{12} \tau_{13})};$$

$$(7) \quad b_K = \frac{b_1(1 - \tau_{21}) \tau_{22} \tau_{23} + b_2(1 - \tau_{22}) \tau_{23} + b_3(1 - \tau_{23})}{1 - \tau_{21} \tau_{22} \tau_{23}}.$$

Dans le cas d'une flamme symétrique, les zones 1 et 3 sont caractérisées par les mêmes valeurs des paramètres :

$$b_1 = b_3, \quad \tau_{11} = \tau_{13},$$

$$\tau_{21} = \tau_{23},$$

d'où les expressions de b_F et de b_K :

$$(8) \quad b_F = b_1 + \frac{(b_2 - b_1)(1 - \tau_{12} \tau_{13})}{\tau_{21}(1 - \tau_{11}^2 \tau_{12})} + \frac{(b_1 - b_2)(1 - \tau_{11})}{\tau_{21} \tau_{22}(1 - \tau_{11}^2 \tau_{12})};$$

$$(9) \quad b_K = \frac{b_1 + (1 - \tau_{21}) \tau_{22} \tau_{21} + b_2(1 - \tau_{22}) \tau_{21} + b_1(1 - \tau_{21})}{1 - \tau_{21}^2 \tau_{22}},$$

qui se réduisent à :

$$(10) \quad b_F = b_1 + (b_2 - b_1) \frac{\tau_{22}(1 - \tau_{12}\tau_{11}) - (1 - \tau_{11})}{\tau_{21}\tau_{22}(1 - \tau_{11}^2\tau_{12})},$$

$$(11) \quad b_K = b_1 + (b_2 - b_1) \frac{\tau_{21}(1 - \tau_{22})}{1 - \tau_{21}^2\tau_{22}}.$$

L'écart $b_F - b_K$ est alors :

$$(12) \quad b_F - b_K = (b_2 - b_1) \left[\frac{\tau_{22}(1 - \tau_{11}\tau_{12}) - (1 - \tau_{11})}{\tau_{21}\tau_{22}(1 - \tau_{11}^2\tau_{12})} - \frac{\tau_{21}(1 - \tau_{22})}{1 - \tau_{21}^2\tau_{22}} \right],$$

soit :

$$b_F - b_K = K (b_2 - b_1).$$

L'écart entre les brillances du corps noir correspondant aux températures trouvées par la méthode de Féry et la méthode de Kurlbaum est proportionnel à l'écart des brillances du corps noir de même température que les zones 1 et 2; le coefficient K ne dépend que des facteurs de transmission des particules et des vapeurs métalliques contenues dans les gaz. Ceci dans l'hypothèse, rappelons-le, que particules et gaz sont en équilibre thermique dans chacune des zones considérées.

Selon le signe de l'expression entre parenthèses l'écart observé est de sens identique ou de sens contraire à l'écart entre les températures des zones. La parenthèse ne se réduit malheureusement pas à une expression simple, mais l'on voit toutefois que, dans le cas où τ_{22} , facteur de transmission des particules de la zone centrale, est inférieur à $\frac{1 - \tau_{11}}{1 - \tau_{11}\tau_{12}}$, rapport des facteurs d'absorption de la vapeur métallique dans la zone 1 et dans les zones 1 et 2, le premier terme de la parenthèse est négatif. La parenthèse est donc négative et $b_F - b_K$ est de signe opposé à $b_2 - b_1$, autrement dit si la température dans la zone centrale est inférieure dans ce cas à celle des bords, T_F est $> T_K$.

Plus généralement la parenthèse peut aussi s'écrire :

$$(13) \quad \frac{\tau_{11}(1 - \tau_{12}\tau_{22}) - (1 - \tau_{22})}{\tau_{21}\tau_{22}(1 - \tilde{\tau}_M)} - \frac{\tau_{21}(1 - \tau_{22})}{1 - \tilde{\tau}_p},$$

où $\tilde{\tau}_M$ représente le facteur de transmission de la vapeur métallique et $\tilde{\tau}_p$ celui des particules pour l'ensemble des trois zones :

$$\tau_{21}\tau_{22} = \frac{\tilde{\tau}_p}{\tau_{21}}.$$

L'expression (12) s'écrit :

$$(14) \quad b_F - b_K = \frac{(1 - \tau_{22})\tau_{21}}{\tilde{\tau}_p} (b_2 - b_1) \left[\frac{\tau_{11} \frac{(1 - \tau_{12}\tau_{22}) - 1}{1 - \tau_{22}}}{1 - \tilde{\tau}_M} - \frac{\tilde{\tau}_p}{1 - \tilde{\tau}_p} \right].$$

Il en résulte que la parenthèse s'annule lorsque :

$$\tau_{11} \frac{1 - \tau_{12}\tau_{22}}{1 - \tau_{22}} - 1 = \tilde{\tau}_p \cdot \frac{1 - \tilde{\tau}_M}{1 - \tilde{\tau}_p}.$$

Soit :

$$\frac{\tau_1 (1 - \tau_{12} \tau_{22})}{1 - \tau_{22}} = \frac{1 - \bar{\epsilon}_p \bar{\epsilon}_M}{1 - \bar{\epsilon}_p},$$

ou :

$$(15) \quad \tau_1 \cdot \frac{1 - \tau_{12} \tau_{22}}{1 - \bar{\epsilon}_M \bar{\epsilon}_p} = \frac{1 - \tau_{22}}{1 - \bar{\epsilon}_p}.$$

L'expression entre parenthèses est donc positive ou négative selon que :

$$\tau_1 \cdot \frac{1 - \tau_{12} \tau_{22}}{1 - \bar{\epsilon}_M \bar{\epsilon}_p} \text{ est } > \quad \text{ou} \quad < \quad \text{que } \frac{1 - \tau_{22}}{1 - \bar{\epsilon}_p}.$$

$1 - \tau_{12} \tau_{22} = \Lambda_2$ représente le facteur d'absorption de l'ensemble particules et gaz dans la zone centrale;

$1 - \bar{\epsilon}_M \bar{\epsilon}_p = A$ le facteur d'absorption de l'ensemble particules et gaz dans toute la flamme;

$1 - \tau_{22} = a_2$ est le facteur d'absorption des particules seules dans la zone 2;

$1 - \bar{\epsilon}_p = a$ le facteur d'absorption des particules seules dans toute la flamme.

La condition (15) s'écrit donc aussi :

$$(16) \quad \tau_1 \cdot \frac{\Lambda_2}{A} = \frac{a_2}{a}.$$

On voit que la température mesurée par la méthode de Féry et la température mesurée par la méthode de Kurlbaum ne coïncident, en cas d'équilibre thermique entre particules et gaz et de manque d'uniformité de la température dans la flamme (zone centrale de température différente de celle des bords), que si cette condition est réalisée. Lorsque, généralement, elle n'est pas réalisée, les mesures présentent un écart dont le sens est défini par la condition (16) qui fait intervenir essentiellement **la répartition de la vapeur métallique dans la flamme par rapport à la répartition des particules dans la zone centrale et dans l'ensemble de la flamme.**

On doit remarquer cependant que si la variation du pouvoir émissif de la vapeur métallique d'une zone à l'autre est semblable à la variation du pouvoir émissif des particules, l'écart des mesures Féry et Kurlbaum ne doit être qu'une fraction assez faible de l'écart entre les températures réelles du centre et des bords, en effet :

$$(17) \quad \frac{b_F - b_K}{b_2 - b_1} = a_2 \cdot \frac{\tau_{21}}{\bar{\epsilon}_p} \cdot \left(\frac{\Lambda_2}{A} - \frac{a_2}{a} \right).$$

Sur une flamme mince τ_{21} et $\bar{\epsilon}_p$ sont des nombres voisins de 1 ainsi que leur rapport, τ_1 est voisin de 1, $\frac{\Lambda_2}{A}$ et $\frac{a_2}{a}$ sont des nombres inférieurs à 1 qui interviennent par leur différence.

Ainsi $\frac{b_F - b_K}{b_2 - b_1}$ est égal au produit d'un nombre a_2 petit (de l'ordre de 0,1) par un nombre voisin de 1 ou inférieur à 1.

EXEMPLE : supposons

$$\begin{array}{llll} a_2 = 0,2, & \tau_{21} = 0,9, & \tau_1 = 0,99, & \Lambda_2 = 0,3, \\ a = 0,22, & \tilde{v}_p = 0,78, & & A = 0,35; \end{array}$$

il vient :

$$\frac{b_F - b_K}{b_2 - b_1} = -0,014.$$

Ainsi, pour expliquer des écarts très grands comme ceux que l'on observe dans le cas des faibles vitesses, il faut que la répartition de la vapeur métallique dans la flamme soit tout à fait différente de celle des particules, de telle sorte que la méthode de Féry donne une température voisine de la température la plus élevée et la méthode de Kurlbaum une température voisine de la température la plus basse. Cela suppose d'une part, que les particules les plus nombreuses ont une température basse tandis que la plupart des atomes de sodium excités se trouvent dans une zone de température élevée. Cela

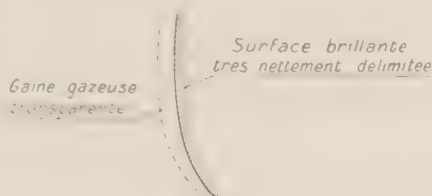


Fig. 52

suppose, de plus, que le facteur d'absorption des atomes de sodium est grand par rapport à celui des particules.

Si, comme il a été préconisé au paragraphe 21, on colore uniquement le bord antérieur de la flamme (côté source de référence) au moyen d'une fine aiguille de chlorure de sodium fondu, la température mesurée pour $p = 2$ cm d'eau et $h = 1$ cm, on trouve $T = 2\ 180^\circ$ qui est la température vraie de la zone gazeuse superficielle. Il est d'ailleurs tout à fait intéressant de constater que cette température coïncide avec celle que nous avons obtenue pour les particules sur les bords de la flamme. Mais il ne faudrait pas pour autant se laisser aller à des conclusions trop absolues car il convient de remarquer que la surface de la zone brillante, très nette et très délimitée, ne constitue pas à proprement parler la surface de la flamme. En effet cette surface brillante est entourée d'une gaine gazeuse transparente (*fig. 52*) qu'il est à peu près impossible de ne pas colorer dans toute son épaisseur (un à plusieurs mm). Comme il est probable qu'un fort gradient de température existe aussi dans cette zone, la température mesurée n'est sans doute pas exactement celle de la surface brillante.

Quoi qu'il en soit, notre conclusion, dans le cas des faibles vitesses gazeuses, est que l'écart très important observé ne peut s'expliquer par le manque d'uniformité de la température dans la flamme si l'on ne suppose, de plus, que le pouvoir émissif des atomes de sodium est maximum dans la zone de haute température tandis que celui des particules de carbone est maximum dans la zone de basse température et faible par rapport à celui des atomes de sodium.

Ceci peut être en partie vérifié du fait que la méthode de Kurlbaum appliquée du centre au bord de la flamme donne des températures qui vont en croissant tandis que la méthode de Féry, appliquée au bord antérieur de la flamme, indique comme température de la couche superficielle une valeur du même ordre que celle obtenue en colorant toute la flamme. Ces températures communes sont voisines de $2\,200^{\circ}\text{K}$.

Comment se représenter alors la structure de la flamme (*fig. 53*) ?

La zone 1, formée de gaz de combustion, ne contient pas de particules; sa température est voisine de $2\,200^{\circ}\text{K}$ (mesurée directement) (FÉRY).

La zone 2 contient des particules à une température voisine de celle de la zone 1 (mesurée directement) (KURLBAUM).

La zone 3, pauvre en air, surtout formée d'acétylène, contient des particules et des gaz à basse température.

A partir de la distance au bec $h = 2,5\text{ cm}$, on se trouve dans le prolongement de la zone 2 comprenant des gaz de combustion avec des particules en équilibre thermique.

A partir de $h = 3\text{ cm}$, c'est le prolongement de la zone 1 ne comprenant que des gaz de combustion très refroidis au sommet de la flamme.

Le pouvoir émissif des particules de carbone, comme le montre la courbe (*fig. 48*) passe par un maximum pour $h = 2,5\text{ cm}$ (dans le prolongement de la zone 2).

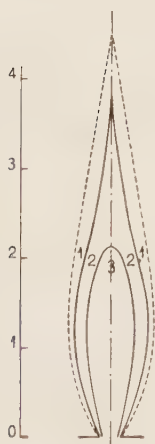


Fig. 53

b) Vitesse des gaz plus élevée, flamme plate.

A mesure que l'on élève la pression dans le brûleur et que croît la vitesse des gaz, les courbes (*fig. 40*) de la température en fonction de la vitesse des gaz pour les différentes distances au bec montrent un passage progressif de T_K de valeurs inférieures à T_F à des valeurs supérieures à T_F , la pente des courbes T_F et T_K n'est pas non plus la même, de sorte que ces courbes présentent pour la plupart un point d'intersection.

Les courbes (*fig. 39 bis* et *45 bis*) de température en fonction de la distance au bec pour différentes vitesses du courant gazeux montrent que les branches ascendantes des courbes T_F et T_K sont de plus en plus voisines, coïncident, puis se séparent lentement.

Toutes ces courbes présentent un maximum à $1,5\text{ cm}$ du bec environ.

Mais, ce qui est le plus frappant, c'est la très nette séparation des courbes T_F et T_K après le maximum.

La courbe T_F décroît rapidement tandis que la décroissance de la courbe T_K est beaucoup plus lente. On peut même dire que la température des particules, jusqu'à leur disparition complète, reste voisine du maximum qui est de l'ordre de $2\,300^{\circ}\text{K}$, tandis que la température des gaz décroît d'une façon continue jusqu'à moins de $2\,000^{\circ}\text{K}$.

Et dans ce cas, il n'est pas douteux qu'il s'agit bien de la température réelle du gaz, car il n'y a plus de particules pour perturber la mesure. On se rend compte d'ailleurs

que la perturbation apportée par les particules du sommet de la flamme est faible en remarquant la continuité de la branche descendante de la courbe T_F .

Les températures de brillance (courbes, *fig. 49 bis*) se rassemblent curieusement; elles varient peu en fonction de la vitesse du gaz. Leur maximum coïncide avec celui de la température réelle.

Les pouvoirs émissifs décroissent en fonction de la vitesse (courbes, *fig. 47 bis*), ce qui semble indiquer que les particules de carbone sont d'autant moins nombreuses que l'acétylène est plus brassé avec l'air. Leurs courbes de variation en fonction de la distance au bec (courbes, *fig. 48*) passent par un maximum à environ un cm plus haut que la zone de température maximum (1,5 cm). Elles décroissent ensuite très rapidement.

Comment la structure de la flamme peut-elle expliquer ces résultats ? La zone 3 se trouve réduite en importance du fait de l'aplatissement de la flamme, d'où la réduction des écarts entre T_F et T_K (*fig. 54*).

A 1,5 cm du bec, seule la zone 2 existe correspondant au maximum de la température, puis elle s'amincit progressivement, tandis que la zone 1 prend une importance relative plus grande. Les mesures par la méthode de Kurlbaum donnent la température de l'extrémité effilée de la zone 2, de faible pouvoir émissif, tandis que la méthode de Féry donne la température de la zone 1.

A mesure que la vitesse des gaz augmente, la zone 3 et la zone 2 se raccourcissent; on voit très nettement la hauteur de la partie brillante diminuer. Lorsque la vitesse des gaz devient trop grande, le voile incandescent tendu entre les deux cornes se déchire et la flamme n'est plus constituée que par deux jets latéraux, comme le représente la *figure 55*.

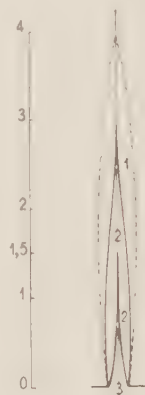


Fig. 54

Le pouvoir émissif devient très faible (consulter le tableau, *fig. 47*), $\alpha = 0,01$ dans la partie supérieure de la flamme correspondant à la partie effilée de la zone 2.

Un fait très curieux est cette brusque discontinuité dans la température des particules au sommet de la zone brillante. Il n'y a pas de diminution progressive de la température au contact de l'atmosphère comme cela se passe pour les gaz; jusqu'à leur disparition totale les particules restent à une température voisine de $2\,300^\circ\text{K}$. Cette température est donc vraisemblablement celle des particules de carbone en combustion.

Ces particules sont-elles en équilibre thermique avec les gaz qui les entourent ? A première vue, l'expérience répond non formellement, puisque la température des particules reste jusqu'à la limite de leur existence, voisine de $2\,300^\circ\text{K}$, tandis que la température des gaz décroît rapidement et fortement jusqu'à différer de celle des particules de plusieurs centaines de degrés.

Il faut se représenter que les particules sont alors peu nombreuses (pouvoir émissif faible) et qu'elles brûlent au contact de l'air diffusant à travers une masse de gaz de combustion (zone 1) progressivement refroidie.

Si la combustion des particules élève leur température, elle n'a qu'une action négligeable sur la température des gaz environnants. On pourrait ainsi se représenter une masse gazeuse, formée de CO_2 et de vapeur d'eau en équilibre, et des particules brûlant localement au contact de l'air diffusé.

Cependant, le coefficient de transmission de chaleur entre particules et gaz étant élevé en raison de la finesse des particules, l'équilibre thermique devrait être très rapidement rétabli. Il faudrait une combustion très brusque d'une particule disparaissant d'un seul coup au contact d'un milieu riche en oxygène pour que les échanges par convection ne puissent pas se faire. Pourtant cette hypothèse nous paraît assez peu vraisemblable. En effet, si elle était réalisée, une flamme ne fumerait jamais, même dans le cas d'un courant gazeux peu rapide ($p = 2$, $u = 11$); nous avons vu en effet que dans ce cas, les particules de carbone étaient tout de même portées à une température assez élevée ($2\,000^\circ \text{K}$). Si elles pouvaient brûler d'une façon autonome, elles s'enflammeraient toutes au contact de l'air. Aucune fumée ne se dégagerait jamais. Mais ceci est contraire à la réalité et l'on peut en déduire que les particules prennent instantanément la température du milieu gazeux ambiant, la flamme fume parce que les particules non

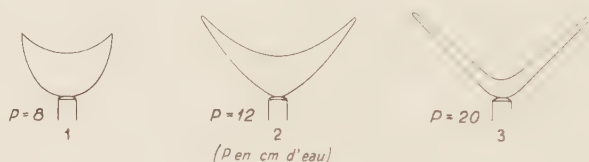


Fig. 55

brûlées se sont immédiatement refroidies au contact de l'air atmosphérique. **La vitesse des échanges calorifiques entre particules et gaz paraît supérieure à la vitesse de combustion.**

C'est pourquoi, au lieu d'imaginer des particules éparses brûlant dans un milieu gazeux dont la température est inférieure à la leur de 2 ou 300° , nous préférons conserver notre représentation schématique en zones et dire que, dans la partie supérieure de la flamme, les particules continuent à être en équilibre thermique avec les gaz en combustion dans le prolongement de la zone 2 constitué par un film gazeux de plus en plus mince. Ce film gazeux est entouré par la gaine de gaz brûlés 1 dont l'épaisseur est comparativement grande, de sorte que la température mesurée par la méthode de Féry est celle de la zone 1. La preuve en est fournie, comme nous l'avons déjà dit, par la continuité de la branche descendante des courbes de température (FÉRY) en fonction de la distance au bec.

59. — CAS DE CINQ FLAMMES

Notre thèse paraît confirmée par les résultats obtenus sur cinq flammes; en effet, d'une manière générale, les courbes de température présentent la même allure mais les écarts sont encore renforcés (courbes, *fig. 41, 42 bis et 44 bis*).

Particulièrement suggestifs sont les graphiques sur lesquels on a porté à la fois les courbes relatives à une flamme et les courbes relatives à cinq flammes (*fig. 43 et 46*).

On doit remarquer, notamment, le crochet formé par les branches descendantes des courbes relatives à cinq flammes et qui, de toute évidence, provient d'une perturbation de la méthode de Féry par les particules; en effet, les branches descendantes des courbes relatives à une flamme jettent un pont sur cette sinuosité.

Les mesures effectuées par la méthode de Kurlbaum sur deux longueurs d'onde différentes coïncident bien. Les résultats donnés par la méthode de Féry avec la raie du lithium présentent souvent des écarts par rapport aux résultats obtenus avec la raie D. Ceux-ci, conformément à l'explication de BAUER [50] sont dûs au fait que les températures à partir desquelles les atomes de lithium et de sodium commencent à être excités ne sont pas les mêmes, la première étant la plus élevée. Ainsi, lorsque la température n'est pas uniforme, la raie du lithium donne des valeurs plus élevées que la raie D.

Or, on voit sur les graphiques (*fig. 11 et 11 bis*) que la branche descendante de la courbe de température donnée par le lithium passe par des valeurs notablement plus élevées (15 à 20°) que celles relatives à la raie D, ce qui est en faveur de notre hypothèse de l'existence, dans la partie supérieure de la flamme, du prolongement de la zone 2 formée de gaz en combustion plus chauds sur une pellicule mince et de particules en équilibre thermique avec eux.

On doit aussi noter la correspondance satisfaisante des résultats obtenus avec les becs de section différente.

Ainsi, le fait que les écarts entre les températures déterminées par la méthode de Féry et par la méthode de Kurlbaum sur une seule flamme soient confirmés lorsqu'on effectue les mêmes mesures sur une série de cinq flammes, paraissent bien être en faveur de l'hypothèse selon laquelle la flamme est formée de plusieurs zones de températures différentes, ou, pour parler avec plus de précision, est formée de gaz présentant, d'un bord à l'autre, de fortes variations de température.

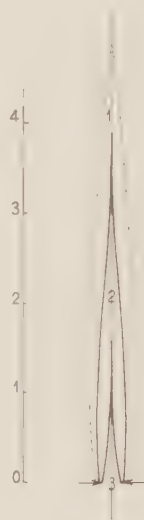


Fig. 56

60. — CONCLUSIONS GÉNÉRALES

Ainsi, une flamme de diffusion, même réduite à un rideau gazeux très mince, présente une structure complexe. Si, de ce fait, le test que nous avons proposé pour vérifier l'existence de l'équilibre thermique entre gaz et particules de carbone en suspension ne peut répondre par oui ou par non dans tous les cas, du moins, nous permet-il d'établir un schéma logique de la structure de la flamme, en accord avec l'hypothèse de l'existence de l'équilibre thermique entre gaz et particules.

La thèse que nous soutenons est que les écarts entre les résultats donnés par les deux méthodes de Féry et de Kurlbaum peuvent s'expliquer par le manque d'uniformité de la température dans la flamme du fait de l'existence de plusieurs zones au sein desquelles les particules sont en équilibre thermique avec les gaz (*fig. 56*).

Une zone 1, formée de gaz transparents normalement invisibles mais qui se dessinent très nettement lorsqu'on les colore par une vapeur métallique. Ces gaz sont

uniquement des gaz de combustion à travers lesquels diffuse l'air. Ils correspondent au cône extérieur des flammes à mélange préalable.

Une zone 2, qui est la zone de combustion des gaz et des particules, rappelant le cône bleu des flammes à mélange préalable, avec la différence fondamentale que les phénomènes de combustion y sont lents, réglés par la vitesse de diffusion de l'air.

Une zone 3, pauvre en air, surtout formée d'acétylène, de température relativement basse. La pyrogénéation de l'acétylène commence dans cette zone qui contient donc des particules de carbone à basse température.

Ce schéma a été construit en interprétant les courbes de température (FÉRY et KURLBAUM) obtenues expérimentalement en fonction de la distance au bec pour différentes vitesses du gaz, et des becs de différents calibres et en fonction de la vitesse du gaz à des distances variables du bec.

Ces zones se caractérisent par des températures différentes. Leurs déformations, à mesure que croît la vitesse d'éjection du gaz, expliquent le glissement progressif des courbes de température Kurlbaum et Féry, l'une par rapport à l'autre.

Nous avons vu notamment que :

a) si l'on colore localement la surface de la flamme, la température mesurée est en bon accord avec la température superficielle de la zone brillante déterminée par la méthode de Kurlbaum;

b) lorsque la vitesse d'éjection du gaz est suffisante pour que la flamme prenne sa forme normale étalée, les branches ascendantes des courbes de température mesurées par les deux méthodes sur différentes longueurs d'onde sont très voisines ou coïncident;

c) la température maximum atteinte par les gaz est très voisine de la température maximum atteinte par les particules (2 300° K);

d) les courbes obtenues par les deux méthodes passent par un maximum pour une égale distance du bec, environ 1,5 cm;

e) dans la région voisine du bec, T_F et T_K coïncident et leur valeur est proche de 2 000° K quelle que soit la vitesse du gaz.

Si l'on traduisait brutalement les résultats expérimentaux, on pourrait également supposer que la température des particules n'a aucun rapport avec celle des gaz; que, pour les faibles vitesses, les particules de carbone sont formées à une température beaucoup plus basse que celle des gaz environnants et qu'elles continuent à se refroidir dans toute la traversée de la flamme (résultat paradoxal); que, la vitesse des gaz augmentant, ces particules brûlent et deviennent beaucoup plus chaudes que les gaz.

Cependant cette interprétation ne nous satisfait pas car il existe une évidente corrélation entre les courbes expérimentales obtenues par les deux méthodes, notamment la position de leur maximum, leur origine commune, leur coïncidence même pour certaines valeurs de la pression dans le brûleur et de la vitesse du gaz. Le fait que les maxima des températures atteintes par les particules et les gaz coïncident est aussi particulièrement significatif.

De même, l'existence de zones de températures bien distinctes est un fait d'expérience.

En résumé, il ne faut pas voir la flamme comme se limitant à sa surface brillante pourtant très bien tranchée, une zone gazeuse transparente aussi bien délimitée l'entourant complètement. La température des particules ne peut ainsi représenter que la température d'une partie de la flamme.

Dans la zone brillante, les particules sont portées à haute température par la combustion des gaz; elles sont d'autant moins nombreuses qu'elles se rapprochent de la surface extérieure de cette zone. Il en résulte que les particules les plus nombreuses à la base de la flamme sont des particules de basse température, et par conséquent le maximum du pouvoir émissif correspond dans cette région à des particules de basse température, d'où les valeurs plus faibles trouvées par la méthode de Kurlbaum que par la méthode de Féry.

Au sommet de la flamme, cette zone brillante est de plus en plus mince; les rayons lumineux qui la traversent perpendiculairement à son axe vertical ne rencontrent plus de particules venant des régions internes plus froides, comme cela se passait à la base de la flamme, la température mesurée est celle de la surface de la zone de combustion, c'est-à-dire, la température maximum.

Il nous semble que ce schéma simple des phénomènes correspond bien aux résultats expérimentaux, la température des particules étant essentiellement déterminée, dans notre interprétation, par la température de la zone gazeuse dans laquelle elles se trouvent en suspension, et le maximum de cette température se plaçant sur la surface apparente de la flamme qui est en réalité la limite entre la zone de combustion brillante et la gaine de gaz en combustion.

Nos mesures sont-elles en désaccord avec celles de LADENBURG et NICHOLS ou avec celles de YAGI et KAWAI? Apparemment non, car, si l'on se borne à mesurer la température des particules et celle des gaz dans une flamme plate d'acétylène à une distance de 1 cm environ au-dessus d'un bec papillon alimenté sous une pression de 8 à 10 cm d'eau, les résultats sont tout à fait comparables à ceux de LADENBURG et NICHOLS: on trouve bien, en effet, une valeur de 1 850° C commune, à quelques degrés près, aux particules et au gaz.

Toutefois, cette coïncidence fait un peu figure de cas particulier car, pour d'autres valeurs de la pression et de la distance au bec, elle est loin d'être réalisée, ce qui confirme le résultat obtenu par YAGI et KAWAI. Mais, alors que ces auteurs interprètent ce résultat en énonçant que les particules de carbone ne sont pas en équilibre thermique avec les gaz, nous nous sommes efforcés de montrer qu'une autre interprétation est possible, sauvegardant l'existence de l'équilibre thermique, interprétation d'après laquelle **le manque d'uniformité de la température dans l'épaisseur de la flamme, jointe à une répartition différente du maximum des pouvoirs émissifs des particules et des gaz, suffisent à expliquer rationnellement les écarts trouvés sans mettre en doute l'existence de l'équilibre thermique entre gaz et particules.**

En ce cas, la méthode de Kurlbaum ou toute autre méthode faisant intervenir le rayonnement des particules de carbone en suspension est-elle apte à déterminer la température de la flamme?

Nous pouvons affirmer, à la suite de cette étude, qu'elle n'y suffit pas. En effet, avant d'entreprendre la mesure, il faut commencer par s'assurer de l'uniformité de la

température dans toute l'épaisseur de la flamme. Si cela n'est pas réalisé, ce qui est certainement le cas général, la méthode de Kurlbaum présente le même défaut que la méthode de Féry appliquée à une flamme transparente colorée par une vapeur métallique dans toute son épaisseur, défaut bien mis en lumière par E. BAUER. Et encore, dans ce dernier cas, la température ainsi mesurée ne s'écarte pas trop de la valeur moyenne des températures dans toute l'épaisseur tandis que, les flammes blanches comportant des zones dépourvues de particules et d'autres dans lesquelles leur répartition dépend essentiellement des phénomènes de cracking et de combustion, on ne peut même pas interpréter les résultats comme des moyennes relatives à toute l'épaisseur.

Dans le cas des flammes transparentes, le problème est assez facilement résolu en colorant localement la flamme. Avec les flammes blanches, nous avons montré que ce procédé n'est applicable qu'à la zone antérieure externe.

Ainsi, nous devons constater une certaine impuissance des méthodes optiques classiques à résoudre seules le problème de la répartition des températures dans une flamme blanche. Pour chaque cas particulier, il paraît indispensable d'aborder le problème simultanément par diverses voies, notamment, à l'échelle industrielle, sur les flammes de grands fours, en effectuant des prises en différentes régions des gaz incandescents au moyen du pyromètre à aspiration. Ce n'est que dans le cas où l'on aura constaté l'uniformité de la température que les mesures effectuées à l'aide du rayonnement des particules pourront réellement représenter la température de la masse gazeuse considérée.

R É S U M É

Les principaux résultats de nos recherches expérimentales sur la température et l'équilibre thermique dans une flamme de diffusion sont les suivants :

Nous avons proposé une méthode pour déterminer si les particules de carbone en suspension dans les flammes de diffusion sont en équilibre thermique avec les gaz.

Nous avons calculé l'influence perturbatrice du rayonnement des particules sur les mesures optiques de la température des gaz en traitant d'abord le cas simple où il existe entre les surfaces limitant la flamme une température uniforme, puis en étudiant, par une méthode de récurrence, les cas plus complexes d'un nombre croissant de zones de températures différentes. On en conclut que, dans ces derniers cas, l'expérience doit donner des valeurs différentes pour la température des gaz et pour celle des particules, même si l'équilibre thermique est réalisé entre gaz et particules. On montre aussi que, dans le cas des flammes de diffusion, il n'est pas possible, comme l'a fait E. BAUER pour les flammes transparentes, de mesurer une température locale par une introduction locale de vapeur métallique, sauf sur la surface de la flamme tournée vers la source de référence. Le problème est donc beaucoup plus compliqué que dans les flammes transparentes.

Les expériences ont porté sur des flammes plates d'acétylène sec, brûlant dans l'air par diffusion. On espérait qu'en utilisant de telles flammes, on augmenterait l'influence des bords et l'on réduirait les inégalités de température.

Nous avons clairement défini les principales conditions auxquelles le système optique d'un appareil de mesure des températures de flammes par la méthode de Féry et la méthode de Kurlbaum doit satisfaire en montrant notamment que les aberrations de sphéricité sont une cause d'erreurs non négligeables, ainsi que l'inobservance de certains principes concernant la position des diaphragmes.

Un appareil répondant à ces conditions a été réalisé. Il permet de mesurer de très faibles différences d'éclairement à l'aide d'une cellule photoélectrique à cæsium, d'un amplificateur stabilisé spécialement étudié et de dispositifs potentiométriques appliqués aux appareils de lecture.

Nous avons aussi réalisé un autre appareil, utilisant le double circuit optique de G. RIBAUD, mais permettant des mesures photoélectriques grâce à un détecteur différentiel d'éclairement de deux plages contiguës inédit.

Enfin, nous avons mis au point un procédé nouveau de coloration des flammes par des suspensions de fins cristaux secs de sels, basés sur la pulvérisation des solutions électrolytiques par l'étincelle anodique.

Nos mesures montrent que, même dans le cas de flammes de diffusion plates, on se heurte à l'inégalité des températures dans l'épaisseur de la flamme, inégalité en fonction de laquelle les résultats doivent être interprétés.

Dans des conditions de débit gazeux correspondant à la flamme normale, on constate que la coïncidence entre les températures mesurées pour les gaz et les particules est pratiquement réalisée.

Avec les faibles débits gazeux qui ne donnent plus une flamme plate, mais une flamme cylindrique, la température apparente des gaz est beaucoup plus élevée que celle des particules, ceci s'expliquant par le manque d'uniformité de la température comme on le démontre expérimentalement. On constate bien, d'ailleurs, comme on l'avait prévu par le calcul, que la température de la surface tournée vers la source de référence est la même pour les particules et les gaz.

Aux débits importants, à la limite de la zone brillante dans le sommet de la flamme, on trouve des températures des particules très supérieures à celles des gaz. Comme on constate simultanément une baisse très importante du pouvoir émissif des particules dans cette région, on en déduit que leur nombre est réduit et qu'elles achèvent de brûler sur un film gazeux très mince en combustion, avec lequel on les admet encore en équilibre thermique. Il est toutefois inévitable que les vapeurs métalliques colorent non seulement ce film gazeux très mince mais aussi les gaz de combustion progressivement refroidis au contact de l'air, de telle sorte que le rayonnement global de la vapeur métallique correspond à une température nettement plus basse. Cette dernière explication est étayée par un schéma logique de la flamme en zones de températures différentes, la température y étant réglée par la diffusion.

Les mesures optiques des températures de flammes de diffusion par le rayonnement des particules de carbone en suspension ne peuvent donc donner que des moyennes correspondant évidemment aux régions de la flamme chargées de particules. Ces moyennes dépendent du gradient de température et de la répartition des particules, et ne tiennent pas compte des gaz de combustion transparents superficiels.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] GAYDON. — *Structure et rayonnement des flammes*, Endeavour, X, 37, 1951, p. 17.
- [2] G. RIBAUD et Ed. BRUN. — *Le rayonnement thermique*, J. et R. Sennac, éditeurs, Paris, 1948, p. 121.
- [3] HOOKE. — *Micrographie*, Obs. n° 20.
- [4] DAVY. — *Works London, Smith Elder* 1839, vol. 6, pp. 44 et suivantes, et *Philosophical transactions* 1817, p. 75.
- [5] CLARK, HUNTER et GARNER. — *Journal of the Institute of Petroleum*, 1946, vol. 32, p. 627.
- [6] RUMMEL et VEH. — *Archiv für das Eisenhüttenwesen*, 1941, vol. 14, pp. 489-533.
- [7] SMITH. — *Proceedings of the Royal Society*, A-1940, vol. 174, p. 110.
- [8] WOLFHARD et PARKER. — *Proceedings of the Royal Society*, A, 62, 722, 1949.
- [9] PARKER et WOLFHARD. — *Journal of the Chemical Society*, 1950, p. 2038.
- [10] ANGSTRÖM. — *Beobachtungen über die Durchstrahlung von Wärme verschiedener Wellenlänge durch trübe Medien*, Ann. d. Phys. 36, 1889, pp. 715-724.
- [11] J. STARK. — *Untersuchungen über Russ.*, Ann. d. Phys. 62, 1897, pp. 353-367.
- [12] SENFTLEBEN et BENEDICT. — *Annalen der Physik*, 1919, vol. 60, p. 297.
- [13] MIE. — *Annalen der Physik*, 1908, vol. 25, p. 377.
- [14] PARKER et WOLFHARD. — *Journal of the Chemical Society*, 1950, p. 2039.
- [15] WOHLBERG et MARROW. — *Transactions of the American Society of Mechanical Engineers*, 1925, vol. 147, p. 127.
- [16] WOHLBERG et MULLIKIN. — *Ibid.*, 1935, vol. 57, p. 53.
- [17] WOLFHARD et PARKER. — *Emissivity of small Particles in flames*, Nature, 162, n° 4111, 1948, p. 259.
- [18] WOLFHARD et PARKER. — *Proceedings of the Physical Society*, vol. 62, Part. 8, août 1949, n° 356 B, p. 523.
- [19] J. J. BROEZE, G. RIBAUD et A. O. SAUNDERS. — *Chaleur et Industrie*, n° 306, janvier 1951.
- [20] M. MICHAUD et M. RIVIÈRE. — *Revue Générale de Mécanique*, nos 23 et 24, 1950, pp. 414 et 445.
- [21] F. M. COMERFORD. — *Chaleur et Industrie*, n° 307, 1951, p. 31.
- [22] P. LEBEAU et E. TROMBE. — *Les Hautes Températures et leurs utilisations en chimie*, vol. I, p. 83.
- [23] LE CHATELIER. — *Le Chauffage Industriel*, Hermann, Paris, 1909.
- [24] G. RIBAUD. — *Chaleur et Industrie*, 1937, 18, p. 206.
- [25] SCHWAB. — *Journal of Technical Physics*, tome XI, 5, 1941, U.R.S.S.
- [26] RUMMEL. — *Archiv für das Eisenhüttenwesen*, 10 gr D n° 185, 1936-1937, pp. 505 et suivantes.
- [27] N. MANSON. — *Communication au Colloque International de Mécanique*, Poitiers, 27-29 avril 1950.
- [28] G. RIBAUD et Y. LAURE. — *Principes et Techniques de la mesure optique des Températures des gaz incandescents*, Revue d'Optique, T. 19, nos 9-12, 1940, p. 220.
- [29] E. SANGER, I. BREDT, P. GOERKE. — *C. R. Ac. Sc.*, Paris, 230, 1950, 949.
- [30] P. BARRET. — *Méthode pour l'étude expérimentale de la vitesse d'oxydation du graphique*, Diplôme d'Études Supérieures, Nancy, 1945.
- [31] A. SHACK. — *Strahlung von leuchtenden Flammen*, Zeitschrift für technische Physik, n° 10, 1925, p. 530.
- [32] KENNELLY, WRIGHT et BYLEVELT. — *The convection of heat from small copper wires*, Trans. Amer. Inst. El. Eng. 28, 1909, I, 363.

- [33] R. LADENBURG. — *Physik Zeitschrift*, 7, n° 20, 1906, p. 697.
- [34] E. I. NICHOLS. — *The Physical Review*, 10-1900, p. 234.
- [35] LENT et THOMAS. — *Versuch über die Eigenstrahlung der gase*, Mitt., 65 der Wärmetelle, Düsseldorf, 1924, S 208-215.
- [36] YAGI et KAWAI. — *Journal of the Society of Chemical Industry*, Japan, 40, 1937, p. 140 B.
- [37] G. RIBAUD. — *Mesure des Hautes Températures*, tome II.
- [38] G. RIBAUD. — *La Technique Moderne*, 15 avril 1939.
- [39] WOLFARD et PARKER. — Voir [18].
- [40] G. RIBAUD. — *Traité de pyrométrie optique*, p. 30.
- [41] BOUASSE. — *Traité de physique générale*.
- [42] G. RIBAUD. — *Température de flammes*, Conférences d'actualités scientifiques et industrielles, avril 1930.
- [43] H. SMIDT. — *Annalen der Physik*, vol. 29, 1909, p. 998.
- [44] G. RIBAUD. — *Mesure des températures*, Collection A. Colin.
- [45] HOTTEL et BROUGHTON. — *Industrial and Engineering Chemistry*, 1932, Analytical Edition, vol. 4, p. 166.
- [46] FÉRY. — *C. R.*, 137, 1903.
- [47] F. KURLBAUM. — *Physikalische Zeitschrift*, 3^e année, n° 9, p. 187.
- [48] PRINGSHEIM. — *Wiedemann Annalen*, 45, 1892, p. 428 et 49, 1893, p. 347.
- [49] KURLBAUM et GUNTHER SCHULZE. — *Werh. der Phys. Ges.*, t. VIII, 1906, p. 239.
- [50] BAUER. — *Ann. Chimie et Physique*, 8^e série, t. 29, 1913, pp. 372 et suivantes.
- [51] H. SCHMIDT. — *Ann. Phys.* 44, 1914, pp. 971-1028.
- [52] H. KOHN. — *Ann. Phys.* t. 41, 1911, pp. 719 782.
- [53] GRIFFITH et AWBERY. — *Proc. Roy. Soc. London*, Série A, t. 123, 1929, pp. 401-421.
- [54] HENNING et TINGWALDT. — *Z. für Physik*, 48, 1928, p. 805.
- [55] G. RIBAUD et Y. LAURE. — *Revue d'Optique*, tome 19, n°s 6-8, juin-août 1940, p. 128.
- [56] G. MONNOT. — *Publication n° ND 211 de l'Institut du Pétrole*, 1, place Aristide Briand, Bellevue (Seine-et-Oise).
- [57] J. H. HETT et J. B. GILSTEIN. — *Pyrometer for measurement of instantaneous temperatures of flames*, J. of the Optical Society of America, novembre 1949, vol. 39, n° 11, p. 909.
- [58] *New pyrometer measures Rocket exhaust temperatures Product.*, Engineering, U.S.A. 19, mai 1948, 150-I, et *Instruments*, U.S.A., 20 novembre 1947, 978-980.
- [59] KRACEK et BENEDICT. — *Am. J. Physics*, 16, 1948, 475.
- [60] UYEHARA, P. S. MYERS, K. M. WATSON et L. A. WILSON, *Trans. Amer. Soc. Mech. Eng.*, 68, 17, 1946.
- [61] P. BARRET. — *La Recherche Aéronautique*, n° 4, 1948, p. 11.
- [62] M. DRATZ. — *Note 66*, C.R.S.I.M., avril 1945.
- [63] P. BARRET. — *Note 155*, C.R.S.I.M., Marseille, 1947.
- [64] P. BARRET. — *C. R.*, t. 226, 1948, p. 396.
- [65] P. BARRET. — *Mesure des températures de flammes*, Publications Scientifiques et Techniques du Ministère de l'Air, N.T. n° 33, 1950.
- [66] P. BARRET. — *C. R.*, t. 226, 1948, p. 470.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

ÉTUDE DU MÉCANISME DE LA PULVÉRISATION
DES SOLUTIONS ÉLECTROLYTIQUES
PAR L'ÉTINCELLE ANODIQUE

Vu et approuvé :

Paris, le 10 janvier 1952.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

A. CHATELET.

Vu et permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

Jean SARRAILH.





IMPRIMERIE